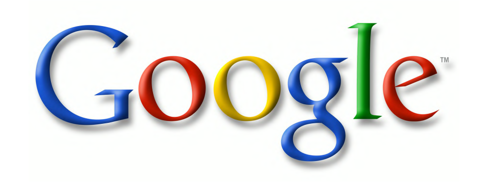
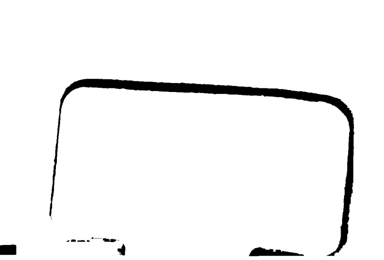



SIGILLUM ACADEMIAE HARVARDIANAE IN NOV ANG
CHRISTO ET ECCLESIAE
VE
RI
TAS





# JOURNAL
# DE PHYSIQUE
## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

1896

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

# JOURNAL
# DE PHYSIQUE
## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

---

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME CINQUIÈME. — ANNÉE 1896.**

---

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

1896

# JOURNAL
# DE PHYSIQUE
## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

---

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — JANVIER 1896.**

---


PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.


Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Ch. Brisse, *Administrateur du Journal*, rue Vauquelin, nº 18, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Brisse**, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-quatre premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, 1895, se vendent séparément ........ 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

*Prix pour un an* (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale........ 15 fr.
Autres pays ........ 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

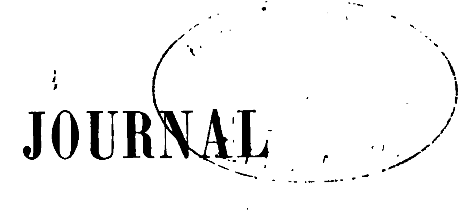
Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

---



(*Voir* la suite page 3.)




# JOURNAL

# DE PHYSIQUE

## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.


### ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES VIBRATIONS TRANSVERSALES DES CORDES;

PAR M. A. CORNU.

Le phénomène des vibrations transversales des cordes est loin d'avoir été approfondi comme il le mérite à bien des titres. Lorsque, avec des dispositifs perfectionnés, on observe une corde vibrante, on reconnaît qu'elle est animée de mouvements beaucoup plus complexes qu'on ne le suppose généralement : cette complexité est une conséquence nécessaire des conditions initiales ou permanentes du mouvement vibratoire, et c'est à elle qu'on doit cette variété de sonorités et de timbres qui constituent la valeur musicale des instruments à cordes, spécialement des instruments à archet.

Ayant été amené à étudier diverses particularités des mouvements vibratoires, j'ai obtenu quelques résultats intéressants dont voici le résumé succinct :

*Les vibrations transversales d'une corde, excitées d'une manière quelconque, sont toujours accompagnées de vibrations tournantes, l'élasticité de torsion de la corde entrant en jeu au même titre que la composante transversale de la tension.*

Cette superposition constante, restée inaperçue jusqu'ici, d'une oscillation tournante, aurait pu être prévue d'après les théorèmes généraux de la Mécanique; en effet, le système de forces qu'on fait agir sur une corde pour la mettre en vibration est, comme on sait, toujours réductible à une force et à un couple : la force, appliquée à l'axe, détermine les vibrations transversales; le couple, les vibra-

tions tournantes. Ce couple ne peut être nul qu'exceptionnellement; d'autant que les forces, toujours appliquées à la surface de la corde, ont, le plus souvent, par suite des frottements inévitables, une composante tangentielle relativement grande.

*Cordes pincées.* — La mise en vibration d'une corde par *pincement* est, sous certains rapports, celle qui conduit aux mouvements les plus complexes : en effet, chacun des points de la surface de la corde se meut suivant la résultante des trois déplacements ainsi définis :

1° Rotation autour de l'axe de la corde ;

2° Translation parallèle à un plan de symétrie de la corde;

3° Translation parallèle au plan de symétrie perpendiculaire.

Le premier déplacement, variable avec le temps, est la somme algébrique d'oscillations pendulaires dont les périodes suivent à peu près la loi des harmoniques; toutefois, le coefficient d'amortissement des vibrations de torsion étant notable avec les cordes métalliques, considérable avec les cordes à boyau, ces oscillations s'éteignent les premières.

Les deux autres déplacements constituent la vibration transversale habituellement considérée; c'est une vibration très complexe aussi par la superposition des harmoniques bien connus. Mais elle présente une autre complication qu'on néglige d'ordinaire; cette complication provient de ce que la corde, soit par sa constitution physique, soit par ses modes d'attache, n'est jamais symétrique autour de son axe, ce qui entraîne l'existence de deux plans rectangulaires principaux dans lesquels l'élasticité transversale est légèrement différente; de là, une différence de période ou de phase dans les deux composantes vibratoires et des battements reconnaissables en écoutant les harmoniques.

C'est ce que montre, d'ailleurs, l'observation directe : le *fuseau optique* d'une corde pincée s'aplatit périodiquement et se balance autour de son axe; un point brillant fixé à la corde et observé obliquement décrit des courbes analogues à celles de Lissajous ou mieux à celles du kaléidophone de Wheatstone. Ces courbes sont au début dentelées et bouclées par les harmoniques des oscillations tournantes et transversales; elles se régularisent peu à peu par suite de l'extinction plus rapide des vibrations tournantes, puis des harmoniques élevés et, finalement, elles se réduisent aux types les plus simples (ellipses, courbes en 8, etc.). Bien que la forme de ces courbes paraisse indiquer la prédominance des vibrations purement trans-

versales, c'est-à-dire des vibrations dues à la composante normale de la force excitatrice, on reconnaît aisément l'influence de la composante tangentielle; c'est elle, en effet, qui détermine le sens initial de la description de ces courbes, car on l'inverse à volonté en attaquant la corde de manière à développer un couple agissant dans un sens ou dans l'autre.

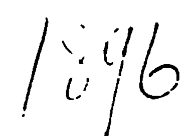
*Cordes mises en vibration par un choc.* — Les cordes frappées brusquement avec un corps solide semblent devoir prendre un mouvement vibratoire moins complexe que lorsqu'elles sont pincées ; il n'en est rien. Le choc, bien qu'ayant lieu dans un temps extrêmement court, offre les mêmes causes de dissymétrie dans les forces mises en jeu; on retrouve, au début, les vibrations tournantes et toute la série des harmoniques déjà signalés, variables avec le point d'attaque et la dureté du corps choquant.

La méthode d'observation qui sera décrite plus loin permet d'analyser le phénomène initial, lequel est très curieux, malgré son extrême brièveté.

*Cordes mises en vibration par l'archet.* — Le mode vibratoire entretenu par un archet est beaucoup plus simple que les précédents, d'abord à cause de la permanence du régime, ensuite à cause de la rectilignité des déplacements transversaux de l'axe de la corde, toujours parallèles à la direction de l'archet. Mais ce qui caractérise ce genre de mouvement, c'est la grande amplitude des vibrations tournantes superposées aux vibrations rectilignes et transversales; la dépendance réciproque des deux systèmes d'oscillations est si intime que, malgré la complexité des mouvements composants, le mouvement périodique résultant est d'une uniformité parfaite ; on en verra plus loin un exemple (*fig.* 1 et 2) ; c'est donc une véritable synchronisation mutuelle établie à la faveur du coefficient d'amortissement précité.

L'origine de ces vibrations par torsion de la corde est ici tout à fait évidente : elles résultent de la force tangentielle exercée par l'archet; c'est même par l'intermédiaire de la torsion que les déplacements transversaux prennent naissance. L'importance mécanique de ces vibrations tournantes est tellement grande que, si, par une manœuvre convenable de l'archet, on leur imprime une amplitude considérable, de sychronisées elles deviennent synchronisantes, c'est-à-dire imposent aux vibrations transversales des périodes particulières. Les sons prennent alors un timbre spécial; leur hauteur ne

# JOURNAL
# DE PHYSIQUE
## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

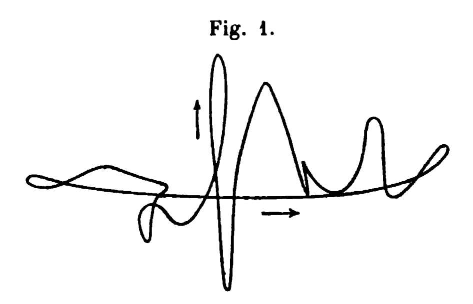


La délicatesse de la méthode est telle que l'on peut étudier en détail des phénomènes presque instantanés, comme la succession des déplacements de la corde pendant la durée d'un choc, et déterminer la loi avec le temps des divers mouvements composants.

L'étude de la courbe pointillée se fait sur une copie du cliché amplifié dix fois à la chambre claire, et on relève les points en les numérotant à partir d'une origine convenable ; on trouve des repères de dix en dix, car les trous du disque perforé étant de dix en dix un peu plus larges, les points sont alors un peu plus gros ; on évite ainsi toute chance d'erreur.

Nous avons dit que la régularité des périodes successives était remarquable ; aussi est-il à peine nécessaire d'employer un obturateur rigoureusement réglé, comme durée d'ouverture, pour obtenir la courbe fermée représentant une période complète ; les courbes successives (lorsque l'archet est bien conduit) se recouvrent presque exactement. Mais, pour l'obtention des courbes en pointillé, le réglage est nécessaire sous peine d'introduire des confusions inextricables. On lève cette difficulté et, en outre, l'indétermination du *sens* de la description par l'emploi d'un miroir à rotation lente interposé entre la source et le miroir de la corde ; tout se passe alors comme

Fig. 1.



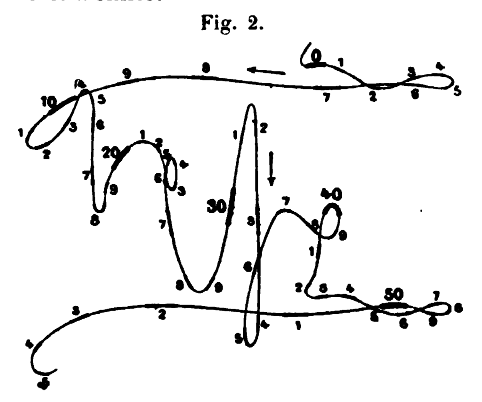
si le point lumineux était animé d'un mouvement rectiligne et uniforme ; si la courbe à observer était circulaire, elle se transformerait en une épicycloïde dont la disposition des boucles détermine sans ambiguïté le sens de description. Appliquées aux courbes complexes pointillées dont il s'agit ici, l'anamorphose produite, loin de compliquer les apparences, les simplifie en séparant des boucles qui seraient superposées et confuses.

C'est ce que fera comprendre immédiatement un coup d'œil jeté

sur les figures ci-jointes qui fournissent, dans un cas relativement simple, un exemple de l'application de la méthode.

La *fig.* 1 représente la courbe fermée constituant la période (192<sup>mes</sup> de seconde) du mouvement vibratoire d'un son normal ; elle représente la composition optique du déplacement par torsion (mesuré parallèlement à la verticale) et du déplacement angulaire transversal (parallèlement à l'horizontale) en un point situé à 20 millimètres d'une des extrémités d'une corde de 200 millimètres excitée par l'archet à l'autre extrémité.

Fig. 2.



La *fig.* 2 est la même courbe, pointillée en 8000<sup>mes</sup> de seconde, anamorphosée suivant le mode décrit ci-dessus. La projection horizontale de chaque point n'est pas altérée ; la projection verticale doit être corrigée d'une quantité proportionnelle au temps ; la distance des points homologues de deux périodes successives donne le coefficient de proportionnalité, en même temps que la direction de l'axe de projection. On en déduit immédiatement le tracé graphique de la loi avec le temps de chaque mouvement composant.

Je poursuis depuis plusieurs années l'étude de ces mouvements vibratoires complexes qui touchent à une foule de problèmes, en apparence très divers ; cette étude est loin d'être complète, même au simple point de vue de l'acoustique musicale ; il reste encore bien des difficultés à lever avant de pouvoir donner une analyse mécanique satisfaisante du phénomène de l'excitation vibratoire. Toutefois, à un point de vue général, il m'a paru utile de signaler, dès à présent, le rôle inattendu de l'élasticité de torsion, si net dans les vibrations transversales des cordes, mais moins apparent dans des phénomènes analogues.

## SUR LA CONDITION DE BIRÉFRINGENCE D'UN MILIEU ET SUR L'ABSORPTION CRISTALLINE (1);

Par M. BERNARD BRUNHES.

**1.** Je me propose de discuter quelques conséquences des équations générales qui régissent les perturbations électro-magnétiques dans un milieu imparfaitement isolant; en particulier, de montrer que ces équations satisfont à la condition nécessaire et suffisante pour que le milieu *soit biréfringent* et ne *soit que biréfringent*.

J'appliquerai les résultats obtenus à l'absorption de la lumière dans les cristaux *peu absorbants*, en montrant par des exemples numériques, que tous les cristaux usuels sont assez peu absorbants pour que ces résultats soient légitimes.

**2.** Dans un milieu partiellement conducteur, anisotrope au double point de vue des propriétés diélectriques et des propriétés conductrices, mais isotrope au point de vue magnétique, les composantes X, Y, Z, de la force électrique, et L, M, N, de la force magnétique, sont régies par les deux systèmes d'équations suivants (2):

$$(1)\quad \begin{cases} A\left(\varepsilon_{11}\dfrac{dX}{dt}+\varepsilon_{12}\dfrac{dY}{dt}+\varepsilon_{13}\dfrac{dZ}{dt}\right)=\dfrac{dM}{dz}-\dfrac{dN}{dy}-4\pi A(\lambda_{11}X+\lambda_{12}Y+\lambda_{13}Z),\\ A\left(\varepsilon_{12}\dfrac{dX}{dt}+\varepsilon_{22}\dfrac{dY}{dt}+\varepsilon_{23}\dfrac{dZ}{dt}\right)=\dfrac{dN}{dx}-\dfrac{dL}{dz}-4\pi A(\lambda_{12}X+\lambda_{22}Y+\lambda_{23}Z),\\ A\left(\varepsilon_{13}\dfrac{dX}{dt}+\varepsilon_{23}\dfrac{dY}{dt}+\varepsilon_{33}\dfrac{dZ}{dt}\right)=\dfrac{dL}{dy}-\dfrac{dM}{dx}-4\pi A(\lambda_{13}X+\lambda_{23}Y+\lambda_{33}Z),\end{cases}$$

$$(2)\quad \begin{cases} A\mu\dfrac{dL}{dt}=\dfrac{dZ}{dy}-\dfrac{dY}{dz},\\ A\mu\dfrac{dM}{dt}=\dfrac{dX}{dz}-\dfrac{dZ}{dx},\\ A\mu\dfrac{dN}{dt}=\dfrac{dY}{dx}-\dfrac{dX}{dy},\end{cases}$$

A étant l'inverse du rapport $v$, $\mu$ la perméabilité magnétique, les $\varepsilon$ étant les constantes diélectriques, et les $\lambda$ les coefficients de conductibilité.

Ici le premier système, qui exprime la loi générale de l'électrodynamique, a été complété par l'introduction des termes relatifs aux courants de conduction.

(1) Extrait d'un mémoire qui a paru dans l'*Éclairage électrique*.
(2) HEINRICH HERTZ, *Untersuchungen*, pp. 219 et 220.

En éliminant L, M, N, on obtient le système :

$$(3)\quad\begin{cases}\Delta X - \dfrac{\partial\Theta}{\partial x} = A^2\mu\left(\varepsilon_{11}\dfrac{d^2X}{dt^2} + \varepsilon_{12}\dfrac{d^2Y}{dt^2} + \varepsilon_{13}\dfrac{d^2Z}{dt^2}\right) \\ \qquad + 4\pi A^2\mu\left(\lambda_{11}\dfrac{dX}{dt} + \lambda_{12}\dfrac{dY}{dt} + \lambda_{13}\dfrac{dZ}{dt}\right), \\ \Delta Y - \dfrac{\partial\Theta}{\partial y} = A^2\mu\left(\varepsilon_{12}\dfrac{d^2X}{dt^2} + \varepsilon_{22}\dfrac{d^2Y}{dt^2} + \varepsilon_{23}\dfrac{d^2Z}{dt^2}\right) \\ \qquad + 4\pi A^2\mu\left(\lambda_{12}\dfrac{dX}{dt} + \lambda_{22}\dfrac{dY}{dt} + \lambda_{23}\dfrac{dZ}{dt}\right). \\ \Delta Z - \dfrac{\partial\Theta}{\partial z} = A^2\mu\left(\varepsilon_{13}\dfrac{d^2X}{dt^2} + \varepsilon_{23}\dfrac{d^2Y}{dt^2} + \varepsilon_{33}\dfrac{d^2Z}{dt^2}\right) \\ \qquad + 4\pi A^2\mu\left(\lambda_{13}\dfrac{dX}{dt} + \lambda_{23}\dfrac{dY}{dt} + \lambda_{33}\dfrac{dZ}{dt}\right).\end{cases}$$

Quel genre d'ondes pourra se propager dans un tel milieu?

3. Supposons le milieu limité au plan des $xy$, et admettons qu'au-dessus des $xy$ est un milieu isotrope transparent où se propage une onde plane. L'axe O$y$ est parallèle à cette onde.

Cherchons à satisfaire aux équations du mouvement par des solutions de la forme :

$$\begin{cases} X = X_1 e^{i(\alpha x + \beta t)}, \\ Y = Y_1 e^{i(\alpha x + \beta t)}, \\ Z = Z_1 e^{i(\alpha x + \beta t)}. \end{cases}$$

$X_1$, $Y_1$, $Z_1$, étant des fonctions de $z$ seul [1] ; on a les trois équations suivantes pour déterminer les trois fonctions de $z$ : $X_1$, $Y_1$, $Z_1$.

$$(4)\quad\begin{cases}\dfrac{d^2X_1}{dz^2} - i\alpha\dfrac{dZ_1}{dz} = -A^2\mu.\beta^2(\varepsilon_{11}X_1 + \varepsilon_{12}Y_1 + \varepsilon_{13}Z_1) \\ \qquad + 4\pi A^2\mu.i\beta[\lambda_{11}X_1 + \lambda_{12}Y_1 + \lambda_{13}Z_1], \\ -\alpha^2 Y_1 + \dfrac{d^2Y_1}{dz^2} = -A^2\mu.\beta^2(\varepsilon_{12}X_1 + \varepsilon_{22}Y_1 + \varepsilon_{23}Z_1) \\ \qquad + 4\pi A^2\mu.i\beta[\lambda_{12}X_1 + \lambda_{22}Y_1 + \lambda_{23}Z_1], \\ -\alpha^2 Z_1 - i\alpha^2\dfrac{dX_1}{dz} = -A^2\mu.\beta^2(\varepsilon_{13}X_1 + \varepsilon_{23}Y_1 + \varepsilon_{33}Z_1) \\ \qquad + 4\pi A^2\mu.i\beta[\lambda_{13}X_1 + \lambda_{23}Y_1 + \lambda_{33}Z_1].\end{cases}$$

Ce sont des équations linéaires et homogènes. On y satisfera en posant :

$$(5)\quad\begin{cases} X_1 = X_0 e^{hz}, \\ Y_1 = Y_0 e^{hz}, \\ Z_1 = Z_0 e^{hz}, \end{cases}$$

(1) POINCARÉ, *Théorie math. de la lumière*, t. I, p. 337.

et les trois équations nous détermineront les rapports de $X_0$ et $Y_0$ à $Z_0$ par exemple, et l'exposant $h$.

4. Pour qu'il y ait double réfraction, il faut et il suffit que l'équation en $h$ *soit du quatrième degré et du quatrième seulement.* Alors, en effet, il y a seulement quatre ondes dans le milieu, pour correspondre à une onde incidente extérieure, et à l'onde réfléchie que donnerait cette incidente.

C'est ici le cas. On a des termes en $\frac{d^2X_1}{dz^2}$ et $\frac{d^2Y_1}{dz^2}$, qui donnent des termes en $h^2$ ; mais, comme il n'y a pas dans la troisième équation de terme en $\frac{d^2Z_1}{dz^2}$ ni en $\frac{dZ_1}{dz}$, mais seulement en $Z_1$, il n'y a dans l'équation résultante aucun terme de degré supérieur au quatrième.

Pour qu'il en soit ainsi, il est nécessaire qu'on ait au premier membre des termes en $\frac{d\Theta}{dx}$, $\frac{d\Theta}{dy}$, $\frac{d\Theta}{dz}$. *Si ces termes n'existaient pas, la troisième équation conserverait un terme en* $\frac{d^2Z_1}{dz^2}$ *et l'on aurait, en général, le sixième degré.* Par suite, il y aurait triréfringence.

On devra étudier à ce point de vue les divers systèmes d'équations proposés pour représenter le mouvement lumineux dans les différentes théories. Dans la théorie de la polarisation rotatoire, si l'on introduit des dérivées du troisième ordre, on voit par là qu'on ne peut pas introduire des dérivées du troisième ordre par rapport aux coordonnées sans avoir des termes en $h^3$ et, par suite, un nombre de rayons supérieur à 2 pour un rayon incident. On peut introduire, sans changer le nombre des rayons, toutes les dérivées par rapport au temps.

Dans le cas présent, en imaginant que les $\varepsilon$ sont tous égaux, et qu'il y a seulement anisotropie de pouvoir conducteur, on voit que le corps présenterait encore la biréfringence.

5. A une onde incidente donnée correspondent deux valeurs, $h_1$ et $h_2$, de $h$. Sans la présence des termes en $\lambda$, en général ces valeurs $h_1$ et $h_2$ seraient purement imaginaires. Ici les termes en $\lambda$ étant multipliés par $i$, on aura des valeurs complexes.

Posons :

$$h_1 = -k_1 + il_1,$$
$$h_2 = -k_2 + il_2.$$

Donc:

$$\left\{\begin{aligned} X &= X_0 e^{-k_1 z} e^{i(\alpha x + l_1 z + \beta t)} + X'_0 e^{-k_2 z} e^{i(\alpha x + l_2 z + \beta t)}, \\ Y &= Y_0 e^{-k_1 z} e^{i(\alpha x + l_1 z + \beta t)} + Y'_0 e^{-k_2 z} e^{i(\alpha x + l_2 z + \beta t)}, \\ Z &= Z_0 e^{-k_1 z} e^{i(\alpha x + l_1 z + \beta t)} + Z'_0 e^{-k_2 z} e^{i(\alpha x + l_2 z + \beta t)}. \end{aligned}\right.$$

L'intensité relative à l'une des deux ondes est:

$$|X_0|^2 + |Y_0|^2 + |Z_0|^2.$$

Quand elle a traversé une épaisseur $z$ de cristal, l'intensité est donc simplement réduite dans le rapport $e^{-2k_1 z}$.

L'absorption se fait donc suivant une loi exponentielle.

Dans la traversée du cristal absorbant, la vibration reste semblable à elle-même. Pour une des ondes considérées, les rapports de X et Y à Z restent fixes, égaux respectivement aux rapports de $X_0$ et $Y_0$ à $Z_0$. En général, ces rapports ne seront pas réels; c'est dire que la vibration sera elliptique. Le plan de vibration gardera une orientation constante, et l'ellipse de vibration gardera une forme invariable. Il ne saurait y avoir inclinaison progressive, ou changement de forme de la vibration, dans la traversée. Elle est simplement affaiblie, mais non déformée.

Or, les expériences récentes de M. Camichel vérifient bien la loi qui fait dépendre l'absorption d'une onde de direction donnée, transmettant une vibration donnée, d'une exponentielle unique.

6. On peut déduire également des systèmes d'équations (1) et (2) la loi suivante, énoncée notamment par M. Henri Becquerel.

Quand une même vibration peut être propagée par une infinité d'ondes différentes, l'absorption est la même pour toutes ces ondes: le coefficient d'absorption ne dépend que de la direction de la vibration lumineuse transmise [1].

Je reprends les équations (4) et (5): j'y fais $\alpha = 0$, ce qui revient à considérer une onde se propageant parallèlement au plan $xy$. Cette hypothèse n'enlève rien à la généralité, puisque les axes sont quelconques par rapport aux axes des ellipsoïdes de pouvoir diélectrique et de conductibilité du milieu. $X_0$, $Y_0$, $Z_0$, satisferont aux trois équa-

---

[1] C'est à cette loi qu'il convient de réserver le nom de *loi de Becquerel*, qu'on a quelquefois donné à tort à telle autre proposition relative à l'absorption cristalline, reconnue en défaut depuis.

tions :

$$(6)\begin{cases} h^2X_0 = -A^2\mu\beta^2(\varepsilon_{11}X_0+\varepsilon_{12}Y_0+\varepsilon_{13}Z_0)+4\pi A^2\mu.i\beta(\lambda_{11}X_0+\lambda_{12}Y_0+\lambda_{13}Z_0),\\ h^2Y_0 = -A^2\mu\beta^2(\varepsilon_{12}X_0+\varepsilon_{22}Y_0+\varepsilon_{23}Z_0)+4\pi A^2\mu.i\beta(\lambda_{12}X_0+\lambda_{22}Y_0+\lambda_{23}Z_0),\\ \quad 0 = -A^2\mu\beta^2(\varepsilon_{13}X_0+\varepsilon_{23}Y_0+\varepsilon_{33}Z_0)+4\pi A^2\mu.i\beta(\lambda_{13}X_0+\lambda_{23}Y_0+\lambda_{33}Z_0).\end{cases}$$

7. Faisons un changement de variables. Prenons pour variables indépendantes les composantes $\xi_0$, $\eta_0$, $\zeta_0$, du *déplacement* électrique, au lieu des composantes $X_0$, $Y_0$, $Z_0$, de la force électrique.

Nous aurons à résoudre trois équations linéaires dont la première est :

$$(7) \qquad \xi_0 = \varepsilon_{11}X_0 + \varepsilon_{12}Y_0 + \varepsilon_{13}Z_0.$$

Elles nous donneront un système de trois équations dont la première est :

$$(8) \qquad X_0 = e_{11}\xi_0 + e_{12}\eta_0 + e_{13}\zeta_0,$$

les $e$ étant de nouveaux coefficients faciles à calculer quand on connaît le déterminant des $\varepsilon$.

Nous pouvons choisir, dans le plan des $xy$, les axes $Ox$ et $Oy$ de façon à faire disparaître le terme en $e_{12}$; cela revient à prendre pour axes $Ox$ et $Oy$ les axes principaux de la section de l'ellipsoïde inverse de pouvoir diélectrique, par le plan $xy$. Les équations (6), abstraction faite d'abord des termes relatifs à la conductibilité, donnent le système :

$$(9) \qquad \begin{cases} h^2(e_{11}\xi_0 + e_{13}\zeta_0) = -A^2\mu\beta^2\xi_0,\\ h^2(e_{22}\eta_0 + e_{23}\zeta_0) = -A^2\mu\beta^2\eta_0,\\ \qquad 0 = -A^2\mu\beta^2\zeta_0;\end{cases}$$

ou en simplifiant :

$$(10) \qquad \begin{cases} h^2e_{11}\xi_0 = -A^2\mu\beta^2\xi_0,\\ h^2e_{22}\eta_0 = -A^2\mu\beta^2\eta_0,\\ \quad \zeta_0 = 0.\end{cases}$$

La troisième équation exprime que le déplacement est dans le plan de l'onde. Ce système d'équations montre, sous une forme particulièrement claire, ce qu'est la biréfringence dans un cristal ordinaire. On a, évidemment, deux solutions, deux déplacements possibles, susceptibles d'être transmis par l'onde parallèle à $xy$, l'un dirigé suivant $Ox$, pour lequel $\eta_0 = 0$, et l'autre suivant $Oy$, pour

lequel $\xi_0 = 0$. Les vitesses de propagation de chacun de ces déplacements sont données immédiatement par les équations (10).

Que faut-il pour qu'un même déplacement puisse être propagé par une infinité d'ondes ? Il faut et il suffit que la force et le déplacement électriques soient confondus et dirigés suivant un des axes principaux de l'ellipsoïde de pouvoir diélectrique; supposons que $Ox$ soit un de ces axes. Les équations qui relient les $X_0$, $Y_0$, $Z_0$ aux $\xi_0$, $\eta_0$, $\zeta_0$ deviennent:

$$(11)\quad \begin{cases} X_0 = e_{11}\xi_0, \\ Y_0 = e_{22}\eta_0 + e_{23}\zeta_0, \\ Z_0 = e_{23}\eta_0 + e_{33}\zeta_0. \end{cases}$$

Les termes en $e_{12}$ et $e_{13}$ ou en $\varepsilon_{12}$ et $\varepsilon_{13}$ manquent évidemment. Si l'on change les axes de coordonnées, en général les valeurs numériques des coefficients $e$ et $\varepsilon$ sont changées ; mais, dans ce cas, la valeur de $e_{11}$ est indépendante du choix des axes $Oy$ et $Oz$ dans le plan $zy$. Si, laissant $Ox$ fixe, on fait tourner les axes $Oy$ et $Oz$ dans leur plan, on change la valeur de $e_{22}$, mais non celle de $e_{11}$. Le système d'équations (10), qui reste bien entendu applicable à ce cas particulier, montre alors que la vitesse de propagation du déplacement dirigé suivant $Ox$, garde une valeur indépendante de la direction de l'onde qui le transmet. Pour toutes ces ondes, contenant la direction $Ox$, à une radiation donnée correspond, dans le cristal supposé non conducteur, c'est-à-dire non absorbant, une longueur d'onde unique.

8. Nous allons montrer que cette longueur d'onde n'est pas modifiée par l'absorption, pourvu que celle-ci ne soit pas trop considérable, et que le coefficient d'absorption de ces diverses ondes est, lui aussi, constant, pour toutes les ondes qui propagent un même *déplacement*.

En rétablissant les termes en $\lambda$, et substituant à $X_0$, $Y_0$, $Z_0$, leurs valeurs en fonctions de $\xi_0$, $\eta_0$, $\zeta_0$, la troisième des équations (9) devient :

$$(12)\quad 0 = -A^2\mu\beta^2\zeta_0 + 4\pi A^2\mu i\beta\,[(\lambda_{13}e_{11} + \lambda_{23}e_{12} + \lambda_{33}e_{13})\,\xi_0 + (\lambda_{13}e_{12} + \lambda_{23}e_{22} + \lambda_{33}e_{23})\,\eta_0 + (\lambda_{13}e_{13} + \lambda_{23}e_{23} + \lambda_{33}e_{33})\,\zeta_0].$$

Voyons ce que devient la première solution, celle qui correspondait à une vibration rectiligne, dirigée suivant $Ox$. En l'absence de

conductibilité, c'est-à-dire d'absorption, on avait :

$$\begin{cases} \eta_0 = \zeta_0 = 0, \\ h^2 = -\dfrac{A^2\mu\beta^2}{e_{11}}. \end{cases}$$

Supposons maintenant qu'il y a absorption, mais assez faible pour que le carré du coefficient $k$ puisse être négligé. On a :

$$h = -k + il,$$
$$h^2 = k^2 - l^2 - 2ikl.$$

Nous écrirons simplement :

$$h^2 = -l^2 - 2ikl.$$

Si l'absorption est assez faible, c'est que les coefficients $\lambda$ sont eux-mêmes faibles. Dans ces conditions, $\xi_0$ qui seul était différent de zéro, restera assez grand eu égard à $\eta_0$ et $\zeta_0$, pour que, devant le carré de $\xi_0$, on puisse négliger $\eta_0^2$ ou $\zeta_0^2$, ou encore $\eta_0\zeta_0$, ou enfin des termes contenant au carré l'un des coefficients $\lambda$ ou le produit de deux d'entre eux, ou encore, ce qui revient au même, les termes contenant le produit d'un coefficient $\lambda$ par $\eta_0$ ou $\zeta_0$.

L'équation (12) nous montre alors que, $\xi_0$ étant réel, on a pour $\zeta_0$ *une valeur imaginaire, et de l'ordre de grandeur des coefficients* $\lambda$.

L'équation qu'on obtient en complétant la seconde des équations (9) donnerait de même pour $\eta_0$ une valeur imaginaire, et de l'ordre des coefficients $\lambda$.

En transportant ces valeurs dans la première des trois équations (9), il vient :

$$(13)\quad \begin{cases} h^2 e_{11}\xi_0 = -A^2\mu\beta^2\xi_0 + 4\pi A^2\mu i\beta\,[(\lambda_{11}e_{11} + \lambda_{12}e_{12} + \lambda_{13}e_{13})\,\xi_0 \\ \qquad + (\lambda_{11}e_{12} + \lambda_{12}e_{22} + \lambda_{13}e_{23})\,\eta_0 + (\lambda_{11}e_{13} + \lambda_{12}e_{23} + \lambda_{13}e_{33})\,\zeta_0], \end{cases}$$

et, en remplaçant $h^2$ par $-l^2 - 2ikl$, il vient, en supprimant les quantités petites du second ordre :

$$(-l^2 - 2ikl)\,e_{11}\xi_0 = -A^2\mu\beta^2\xi_0 + 4\pi A^2\mu i\beta\,(\lambda_{11}e_{11} + \lambda_{12}e_{12} + \lambda_{13}e_{13})\,\xi_0,$$

et cette équation se décompose en les deux suivantes :

$$(14)\quad \begin{cases} l_2 = \dfrac{A^2\mu\beta^2}{e_{11}}, \\ -2kl = 4\pi A_2\mu\beta_2\,(\lambda_{11}e_{11} + \lambda_{12}e_{12} + \lambda_{13}e_{13}). \end{cases}$$

D'une part, $l$ d'où dépend la longueur d'onde, est indépendante des coefficients de conductibilité ; d'autre part, le coefficient d'absorption $k$ est de l'ordre de grandeur des coefficients $\lambda$. Le premier de ces deux résultats n'est rigoureux qu'à la condition de négliger $k^2$. Il correspond à ce fait, bien connu en acoustique, que la hauteur d'un son qui s'éteint n'est pas modifiée, pourvu que l'amortissement ne soit pas trop grand.

La vibration propagée n'est donc pas rigoureusement rectiligne : au terme principal réel en $\xi_0$ s'ajoutent des termes purement imaginaires, petits, en $\eta_0$ et $\zeta_0$ : donc la vibration est elliptique, elle a son grand axe dirigé suivant $Ox$, mais elle est toujours très aplatie.

9. Maintenant, complétons de même, par les termes relatifs à la conductibilité, les équations qui régissent le cas où un même déplacement peut être propagé par une infinité d'ondes.

Le terme complémentaire à ajouter à la première équation du système (10) se réduit ici à :

$$+ 4\pi A^2\mu . i\beta\,[\lambda_{11}e_{11}\xi_0 + \lambda_{12}\,(e_{22}\eta_0 + e_{23}\zeta_0) + \lambda_{13}\,(e_{23}\eta_0 + e_{33}\zeta_0)],$$

et l'équation (13), réduite aux termes principaux et aux termes du premier ordre, devient :

$$h^2 e_{11}\xi_0 = -\,A^2\mu\beta^2\xi_0 + 4\pi A^2\mu i\beta\lambda_{11}e_{11}\xi_0,$$

d'où :

$$l^2 = \frac{A^2\mu\beta^2}{e_{11}},$$
$$-\,2kl = 4\pi A^2\mu\beta^2\lambda_{11}.$$

Le résultat essentiel est que *$kl$ ne dépend que de $\lambda_{11}$ qui est lui-même indépendant du choix des axes $Oy$ et $Oz$ dans le plan des $zy$.* Ici disparaissent les termes en $\lambda_{12}$ et $\lambda_{13}$ qui figuraient dans l'équation (13). Par conséquent, *le coefficient d'absorption est indépendant de la direction de l'onde qui transmet la vibration.*

10. Je n'aborde pas ici les conséquences qu'on peut déduire en supposant, *en outre*, la biréfringence du cristal assez faible ; je me borne aux conséquences complètement indépendantes du degré de biréfringence, à savoir : loi exponentielle, résultats relatifs à la forme de la vibration, et loi de M. Becquerel. Pour établir ces dernières conséquences, j'ai seulement supposé l'absorption assez faible pour qu'on puisse négliger le carré du coefficient d'absorption $k$.

Jusqu'à quel point cette approximation est-elle légitime, dans les cristaux absorbants que nous présente la réalité ? *C'est là un point important qui, à ma connaissance, n'a été abordé jusqu'ici dans aucune étude antérieure relative à l'absorption cristalline.*

**11.** L'approximation est légitime, même avec des tourmalines fort absorbantes, même quand on considère le rayon ordinaire qui y est complètement éteint après une traversée de 1 millimètre de cristal.

Nous avons vu qu'après la traversée d'une épaisseur $z$, comptée normalement à l'onde, le déplacement a été multiplié par le facteur

$$e^{hz} = e^{-kz}\, e^{ilz},$$

$l$ est donc liée à la longueur d'onde $\lambda$ suivant cette direction par la relation :

$$l = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

On peut de même donner au coefficient $k$ la forme :

$$k = \frac{2\pi}{p}.$$

Le déplacement est alors multipliée par

$$e^{-2\pi\frac{z}{p}}\, e^{2i\pi\frac{z}{\lambda}}.$$

L'intensité est multiplié par

$$e^{-4\pi\frac{z}{p}}\, e^{4i\pi\frac{z}{\lambda}}.$$

Dire que $\frac{k^2}{l^2}$ est petit, c'est dire que $\frac{p^2}{\lambda^2}$ est grand. Quelle est la signification physique de $p$ ? Faisons $z = p$ : le module de l'intensité est multiplié par $e^{-4\pi}$ ; $p$ est donc l'épaisseur de cristal que l'onde doit traverser pour que l'intensité soit réduite à la fraction $\frac{1}{e^{4\pi}}$ de sa valeur, c'est-à-dire à la fraction $\frac{1}{286000}$ de sa valeur.

Il suffit donc que l'épaisseur de cristal à traverser, avant que la lumière soit affaiblie au point d'être réduite à 1/286000 de son intensité, *comprenne un grand nombre de longueurs d'onde*, et un nombre assez grand pour que l'inverse de son carré soit négligeable.

Considérons la tourmaline qui, sous une faible épaisseur, est absolument opaque pour le rayon ordinaire, assez pour pouvoir servir de polariseur. M. Camichel a déterminé pour quelques échantillons le coefficient d'absorption relatif au rayon ordinaire.

Expérience sur une tourmaline *brune très absorbante* (1) plongée dans le sulfure de carbone (épaisseur : $0^{mm},463$). Lumière jaune du sodium.

On trouve ici, pour le coefficient de transmission de la vibration ordinaire,

$$C_{90} = \left(\frac{I}{I_0}\right)_{90} = 0{,}000\,000\,582,$$

ce qui est environ $\frac{1}{2\,000\,000}$. L'intensité est réduite au 1/2 000 000 pour 1 demi-millimètre environ. En prenant ce nombre comme rigoureusement exact, on trouverait qu'il faut au moins 4 dixièmes de millimètre pour réduire l'intensité au 1/286 000 de sa valeur initiale. Or, 4 dixièmes de millimètre représentent 7 ou 800 longueurs d'onde.

Donc, dans la tourmaline *très absorbante* dont il s'agit, nos résultats seraient exacts, à condition de négliger les termes de l'ordre de $\frac{1}{700^2}$.

Les vibrations inclinées pourraient être non rigoureusement rectilignes, mais elliptiques, le rapport du petit axe au grand axe ne dépassant pas $\frac{1}{700}$.

Pour une autre tourmaline, verte, d'épaisseur $1^{mm},873$, on a trouvé comme coefficient de transmission du rayon ordinaire :

$$\left(\frac{I_0}{I}\right)_{90} = 0{,}0050,$$

$p$ serait ici égal à 4 ou 5 millimètres, c'est-à-dire à près de 10000 longueurs d'onde. Voilà une tourmaline qui pourrait encore servir de polariseur, et, pour elle, aucun procédé expérimental ne permettrait de déceler un écart par rapport à nos résultats approchés.

12. On voit, par cet exemple, combien les équations de la théorie électromagnétique fournissent une interprétation simple et facile des

---

(1) CAMICHEL, *Thèse de doctorat*, p. 36.

lois fondamentales de l'absorption cristalline : elles permettent de déduire des principes généraux, sans nulle hypothèse nouvelle introduite pour les besoins de la cause, les lois vraiment essentielles du phénomène, et, pour celles de ces lois qui sont seulement approchées, de fixer leur degré d'exactitude.

---

## SUR LA PROPAGATION DU SON DANS UN TUYAU CYLINDRIQUE (1);

PAR MM. J. VIOLLE ET TH. VAUTIER.

Nous avons récemment fait des expériences sur la propagation du son dans la conduite que la Ville de Paris vient de construire entre Clichy et Achères pour l'abduction des eaux d'égout et qui avait été très obligeamment mise à notre disposition par M. Bechmann. La portion que nous avons utilisée forme un tuyau cylindrique de 3 mètres de diamètre et près de 3 kilomètres de longueur, s'étendant en ligne droite, d'Argenteuil à Cormeilles. Ce tuyau était fermé à chaque bout par une cloison percée des ouvertures nécessaires pour recevoir les appareils et pour pénétrer à l'intérieur de la conduite.

Les expériences ont été conduites suivant différentes méthodes et ont fourni de nombreux tracés et clichés dont le dépouillement demandera un certain temps; mais nous pouvons, dès maintenant, résumer les faits que nous avons constatés à l'aide seule de l'oreille, relativement à la propagation des sons émis par des instruments de musique (2), de l'$ut_{-1}$ au $ré_7$. M. Parès, chef de musique de la Garde républicaine, et ses artistes, M. Couesnon, le facteur d'instruments bien connu, et plusieurs membres de l'Harmonie d'Argenteuil, nous ont prêté leur concours pour la production des sons.

Un premier fait remarquable, qui contraste singulièrement avec l'un des résultats de nos expériences de Grenoble (3), est la conservation des qualités acoustiques du son à de grandes distances, en un mot la *portée* du son. Tandis qu'à Grenoble, dans la conduite de

---

(1) *Comptes rendus*, 24 juin et 1er juillet 1895.

(2) Instruments à vent (flûtes de grand orgue, sarrussophones, hélicon, contrebasse, basse, piston, trompettes chromatiques, grandes et petites flûtes d'orchestre, sifflets) ; violoncelle ; cloche, gongs.

(3) Voir *Journ. de phys.*, 2e série, t. I, p. 476 ; *Ann. de ch. et de phys.*, 6e série, t. XIX, p. 306, 1890.

$0^m,70$ de diamètre, un son musical intense, celui, par exemple, d'une grande flûte d'orgue de 16 pieds, cessait d'être perceptible à l'oreille peu au-delà de 6 kilomètres, mais se manifestait encore sous la forme de la poussée après un parcours de 25 kilomètres avec une réflexion ; à Argenteuil, dans la conduite de 3 mètres de diamètre, le même son, presque immédiatement insensible comme poussée, s'entend encore nettement au bout d'un trajet de plus de 23 kilomètres compliqué de sept réflexions. L'importance de ce fait ressortira mieux encore par les rapprochements que nous aurons l'occasion d'en faire avec d'autres phénomènes non moins nets.

Un second fait très frappant est le caractère musical spécial que le son acquiert après un certain parcours. Qu'un instrumentiste lance une note dans la conduite à Argenteuil, le son s'enfuit vers Cormeilles (parcours AC), se réfléchit, revient à Argenteuil, où l'on entend d'abord la note fondamentale émise, puis un certain nombre d'harmoniques de cette note qui se succèdent à des intervalles courts, mais distincts, de l'harmonique le plus élevé au plus grave [1]. Ces sons, réfléchis sur la cloison d'Argenteuil, repartent effectuer le parcours 2AC; mais les harmoniques s'éteignent en route, et le ton fondamental revient seul à Argenteuil, où on l'entendra encore, après une ou deux nouvelles courses, de plus en plus affaibli. Si, par exemple, le son initial est l'$ut_1$ donné par un des gros cuivres, on a, en inscrivant les harmoniques dans l'ordre où on les entend :

| Ton fondamental émis à Argenteuil. | Sons entendus à Argenteuil après des parcours. | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 2 AC. | | | | | 4 AC. | 6 AC. |
| $ut_1$. | $ut_1$. | $sol_3$. | $mi_3$. | $ut_3$. | $sol_2$. | $ut_1$. | $ut_1$. |
| 1 | 1 | 6 | 5 | 4 | 3 | 1 | 1 |

Les harmoniques supérieurs sont à peu près équidistants, les plus graves paraissent plus espacés.

La séparation ne commence à être sensible qu'après un parcours de près de 1 kilomètre, et elle s'accuse d'autant plus que la distance est plus grande, tant que l'intensité reste suffisante. Ainsi, une note étant émise dans la conduite, à 1500 mètres de l'origine, l'observateur situé à Argenteuil entend d'abord le son fondamental et ses har-

(1) Nous ne parlons pas de la fusée sifflante qui accompagne certains sons et qui trahit surtout une émission imparfaite.

moniques, puis, quelques secondes plus tard, le son fondamental, retour de Cormeilles, et ses harmoniques plus espacés entre eux que ceux du premier groupe.

Le Tableau suivant, où l'on a laissé de côté le son 1, donne quelques-uns des résultats obtenus avec différents instruments à vent et avec le violoncelle.

| Contrebasse. | | Basse en *ut*. | | Flûtes de grand orgue. | |
|---|---|---|---|---|---|
| $la_{-1}$.... | 8, 6, 5, 4, 3 | $sol_1$........ | 6, 5, 4, 3, 2 | $ut_{-1}$....... | 0 |
| $ut_{\flat}$...... | 6, 5, 4, 3 | $ut_2$........ | 6, 5, 4, 3, 2 | $ut_1$......... | 0 |
| $mi_{\flat}$...... | 5, 4, 3 | $mi_2$........ | 5, 4, 3, 2 | $ut_2$......... | 0 |
| $fa_1$...... | 5, 4, 3, 2 | $fa_2$........ | 4, 3, 2 | » | » |
| $ut_2$...... | 3, 2 | $la_2$........ | 3, 2 | » | » |
| $fa_2$...... | 2 | $ré_3$......... | 2 | » | » |
| Violoncelle | | Trompette en *fa*. | | Piston en $si_{\flat}$. | |
| $ut_1$...... | 8, 6, 5, 4, 3, 2 | $sol_2$................ | 3, 2 | $la_2$....... | 3, 2 |
| $ut_2$...... | 4, 3, 2 | $ut_3$................ | 2 | $ré_3$....... | 2 |
| $fa_2$...... | 3, 2 | $sol_3$................ | 0 | $sol_3$...... | 0 |
| $ut_3$...... | 2 | » | » | » | » |

L'influence de l'instrument est manifeste : les sons voilés des flûtes de grand orgue reviennent seuls, tandis que les sons bien timbrés des cuivres ou du violoncelle arrivent avec un puissant cortège d'harmoniques.

Le nombre des harmoniques perceptibles fournis par un même instrument décroît d'ailleurs à mesure que la note émise est plus élevée. La trompette et le piston cessent d'en fournir, à partir du $sol_3$, bien avant que l'on soit arrivé à la limite aiguë de leur échelle. Les basses font revenir de nombreux harmoniques dans lesquels on entend jusqu'au $sol_4$ inclusivement. C'est la note la plus élevée qui, dans nos expériences, ait franchi le parcours 2AC ou 6 kilomètres.

Si nous revenons aux sons fondamentaux, nous trouvons qu'ils présentent des différences considérables quant à la longueur du trajet au bout duquel ils cessent d'être perceptibles à l'oreille. La grande flûte de 16 pieds ($ut_{-1}$) donne quatre retours ; les flûtes de 8 pieds ($ut_1$) et de 4 pieds ($ut_2$), les cuivres du registre grave, n'en offrent plus que trois dans leurs notes basses (de $mi_{-1}$ à $ut_1$) et deux dans leurs notes élevées (de $sol_1$ à $sol_2$); les cuivres du registre moyen, trompettes en *ut* et en *fa*, piston en $si_{\flat}$, fournissent un retour de $sol_2$ à $mi_4$ et rien au delà. Les sons élevés de la petite flûte d'ochestre $fa_6$, $la^{\flat}_6$, $ré^{\flat}_7$, deviennent rapidement mauvais : quand ils ont par-

couru respectivement 3000 mètres, 2600 mètres, 1800 mètres, l'oreille ne perçoit plus qu'un bruit sans caractère musical, qui s'éteint lui-même 200 mètres plus loin. Ainsi, le son le plus grave que nous ayons employé, $ut_{-1}$ de 32 vibrations doubles, portait à 23 kilomètres (avec sept réflexions), et le plus aigu, *ré*♮ de 4450 vibrations doubles, à 1800 mètres (sans réflexion). La portée des sons fournis par les instruments usuels diminue donc notablement des notes graves aux notes élevées.

La netteté de l'émission a d'ailleurs dans toute l'étendue de l'échelle une influence évidente. Dans tous les cas, l'altération du timbre précède l'extinction du son. Au retour, l'$ut_4$ est encore franchement musical, le $mi_4$ est déjà moins un son qu'un bruit.

Si nous comparons la portée des sons fondamentaux à celle des harmoniques, nous serons frappés de cette circonstance que le $fa_4$ et le $sol_4$, qui ne reviennent pas en sons fondamentaux, reviennent en harmoniques. Combien cependant le $sol_4$, par exemple, quand il constitue le sixième harmonique de l'$ut_2$ émis par la basse en *ut* ou l'hélicon, sonne moins énergiquement au départ que lorsqu'il est lancé directement comme ton fondamental par la trompette ou le piston ! Par contre, comme nous l'avons déjà remarqué, le son fondamental des grandes flûtes d'orgue, qui revient trois et quatre fois, ne ramène avec lui aucun harmonique. Et toutefois, au moins pour la flûte de 16 pieds, l'octave paraît avoir, au départ, une intensité comparable à celle du son fondamental et très supérieure à celles d'harmoniques, tels que ceux du violoncelle, qui reviennent aussi très franchement.

Bien que nous laissions momentanément de côté tout ce qui se rapporte aux ondes isolées, nous indiquerons cependant encore l'expérience suivante, parce qu'elle est très instructive sous son apparence paradoxale. Si l'on enflamme à l'entrée de la conduite, du côté d'Argenteuil, un mélange de magnésium et de chlorate de potasse, poudre-éclair des photographes, il se produit un bruit fusant sourd, et l'on est un peu surpris d'entendre revenir de Cormeilles, quelques dix-sept secondes après, une explosion énergique et donnant lieu à plusieurs retours, comme un coup de pistolet, le front de l'onde s'étant rapidement dressé.

Dans l'étude, nécessairement très incomplète, que nous venons de faire à l'aide seule de l'oreille, il importe d'abord de remarquer que la perception auditive suppose une certaine amplitude des vibrations de l'air, amplitude d'ailleurs très faible (inférieure à un millième de

micron). En second lieu, il faut que le mouvement ait conservé sa périodicité. Or, nous avons vu qu'à partir d'un certain trajet un train d'ondes perd son caractère musical. La destruction, ainsi qu'on pouvait le prévoir, est d'autant plus rapide que le son est plus aigu et plus intense. Si cette destruction paraît due, en général, à l'évanouissement des ondes périodiques qui sillonnent l'intumescence générale, on conçoit qu'elle pourrait aussi résulter d'un déferlement amené par un redressement de plus en plus marqué du front de l'onde : comme devant la vague qui déferle, se formerait une mousse dans laquelle resterait un effet général sans période, mais offrant encore un maximum. L'oreille seule ne suffit pas pour nous renseigner sur ce point.

Si nous portons notre attention sur le phénomène régulier dont nous avons signalé la longue durée pour la plupart des sons à l'intérieur de la conduite d'Argenteuil, nous devons considérer les deux mêmes circonstances : intensité et tonalité. Mais l'intensité physiologique des sons musicaux usuels est peu différente ([1]) ; l'influence de la tonalité est donc manifeste : un son aigu s'éteint plus vite qu'un son grave. De ce fait, rapproché de la relation établie par M. Boussinesq ([2]) entre le coefficient d'extinction et le ralentissement, il résulterait que les sons aigus vont un peu plus vite que les sons graves. L'oreille seule est impuissante à constater la chose : des batteries rapides exécutées à l'origine du tuyau (sur des notes ne différant pas toutefois de plus d'une octave et demie) n'ont pas présenté au retour la moindre différence de rythme, appréciable à l'oreille. Les relevés des graphiques et clichés pourront seuls donner une réponse exacte. Nous devons, toutefois, remarquer que, dans l'analyse d'un timbre musical par le tuyau, les sons se succèdent dans l'ordre voulu : après le ton fondamental, qui doit, en effet, revenir seul en avant, par simple raison ici d'intensité, ce sont les harmoniques les plus élevés qui apparaissent les premiers.

---

([1]) Violle, *Cours de physique*, t. II, 1, p. 289, 1888.
([2]) Boussinesq, *Journ. de phys.*, 2e série, t. X, p. 301 ; 1891.

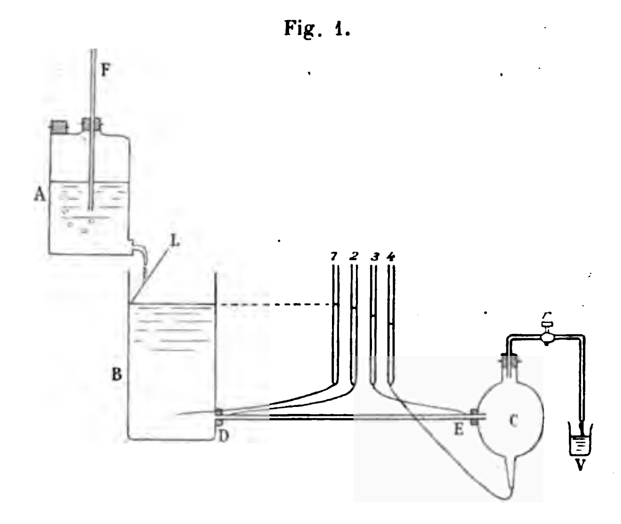
## ÉCOULEMENT DE L'EAU DANS UN TUYAU CYLINDRIQUE ;

Par M. A. AIGNAN.

Afin d'étudier expérimentalement l'écoulement de l'eau à travers un tuyau cylindrique, dans le cas où le liquide est animé d'une faible vitesse, j'ai disposé l'appareil suivant :

L'eau passe du réservoir B dans le réservoir C en suivant le tuyau en verre DE, puis s'écoule dans le vase V ; le robinet *r* permet de faire varier la vitesse de l'écoulement. Le niveau dans le réservoir B est maintenu constant à l'aide d'un grand flacon de Mariotte A. Le tube F du flacon est gradué de telle sorte que l'on peut régler rapidement le débit du flacon, afin de compenser le débit à travers le tuyau DE.

Fig. 1.




On peut ainsi obtenir dans l'appareil un régime constant et éviter les perturbations que l'on observe, si l'on prend pour réservoir d'eau à pression constante un flacon de Mariotte directement relié au tuyau DE.

La pression ou *charge* aux divers points de l'appareil est indiquée par quatre manomètres à eau, 1-2-3-4, formés de tubes verticaux en verre ayant *deux* centimètres de diamètre, placés côte à côte ; le

manomètre (1) donne la charge dans le réservoir B, le manomètre (4) dans le réservoir C, les manomètres (2 et 3) en des points distants environ de cinq centimètres des extrémités du tube. On mesure le volume d'eau écoulée dans un temps donné avec des vases gradués, et les hauteurs d'eau, dans les tubes manométriques, à l'aide du cathétomètre. Toutes ces mesures sont susceptibles d'une haute précision. Des expériences préliminaires, que je crois inutile de relater ici en détail, semblent promettre des résultats intéressants.

---

G. QUINCKE. — Ueber die Dauer des electrischen Schattens bei festen und flüssigen Isolatoren (Durée de l'ombre électrique pour des isolants solides et liquides); *Sitzungsberichte des K. pr. Akad. der Wiss. zu Berlin*, XXVIII, p. 525, 1895.

Le phénomène de l'ombre électrique a été observé pour la première fois par A. W. Wright [1]. Voici dans quelles conditions M. Quincke le produit.

L'excitateur d'une machine de Holtz à deux plateaux, privée de son condensateur, est formé d'une pointe conique et d'un disque de 20 centimètres de diamètre à 8 centimètres de distance l'un de l'autre, entre lesquels jaillit la décharge en aigrette. La face du disque tournée vers la pointe est couverte d'une étoffe de soie blanche qui adhère à sa surface dès que la machine entre en activité. Dans l'obscurité absolue, on aperçoit au centre du disque une tache lumineuse gris bleuâtre, uniforme, de 5 centimètres de diamètre environ. On place un diélectrique au milieu de la distance entre le disque et la pointe; l'ombre apparaît au centre de la tache lumineuse et disparaît au bout de quelque temps. On fait alors tourner le diélectrique de 180° autour d'un axe vertical : l'ombre apparaît de nouveau et disparaît ensuite. On détermine à l'aide d'un métronome la durée qui sépare cette apparition de cette disparition, c'est-à-dire la durée totale des phénomènes électriques liés au renversement de la polarisation du diélectrique. Les tableaux suivants résument les résultats, assez compliqués, obtenus par M. Quincke.

(1) WRIGHT, *American Journal*, 2e série, t. XLIX, p. 381, 1870.

I

| Diélectrique (1) | | Poids spécifique | Diamètre ou épaisseur en millim. | Hauteur en millim. | Durée de l'ombre en secondes |
|---|---|---|---|---|---|
| Sphère de | Crown glass......... | 2,476 | 10,113 | | 2 |
| | Flint glass........... | 3,773 | 9,953 | | 2,5 |
| Cylindre de | Flint glass........... | 2,920 | 8,074 | 12,690 | 3 à 7 |
| | Flint glass........... | 2,909 | 9,736 | 16,118 | 11 |
| | Verre de Thuringe... | 2,400 | 8,601 | 13,000 | > 70 |
| Cylindre creux de caoutchouc durci........................ | | » | 10 | 90 | 11,5 |

II

| Sphères de | Diamètre en millimètres | Durée de l'ombre ; axe parallèle aux lignes de force électriques | Durée de l'ombre ; axe perpendiculaire aux lignes de force électriques | Position d'équilibre |
|---|---|---|---|---|
| Spath............ | 9,980 | 1s,25 | 2s,5 | équatorile |
| Quartz .......... | 10,126 | 2 ,60 | 1 ,75 | axiale |
| Arragonite....... | 11,690 | 2 ,17 | 2 ,75 | équatoriale |
| Soufre........... | 13,513 | 3 ,90 | 3 ,42 | id. |

III

| Tube de flint glass (2) contenant | Durée de l'ombre en secondes | Constante diélectrique |
|---|---|---|
| Air ................................ | 0,5 | 1,000 |
| Essence de térébenthine............ | 1 | 2,308 |
| Pétrole............................. | 3,08 | 2,143 |
| Éther .............................. | 4 à 11 | 4,641 |
| Sulfure de carbone................. | 4,5 | 2,722 |
| Huile de paraffine.................. | 8 à 30 | ? |
| Benzine............................. | 10,67 | 2,380 |
| Eau................................. | 15,25 | 83,6 |
| Alcool ............................. | 16 à 26 | 25,8 |
| Huile de colza...................... | 25 | 2,340 |
| 1 vol. $CS^2$; 1 vol. térébenthine....... | 26,25 | 2,496 |
| Chloroforme......................... | > 90 | ? |
| Mercure............................. | 10,9 | ∞ |

IV

| Tube de flint glass contenant | Durée de l'ombre tube froid | Durée de l'ombre tube chaud |
|---|---|---|
| Air....................... | 0,37 | 5 |
| Mercure et air............. | 18 | 50 à 28 |
| Mercure sous la benzine ... | > 60 | |
| Bismuth et air............. | 1,88 | |

(1) Le diélectrique est supporté par un tube mince en caoutchouc durci.

(2) Tube vertical de 91 centimètres de diamètre et 2 centimètres d'épaisseur dont la surface extérieure était revêtue d'une mince couche de gomme laque.

V

| Tube de flint glass contenant | Durée de l'ombre en secondes |
|---|---|
| Quartz dans l'éther | 5 à 10,5 |
| — dans le sulfure de carbone | 14 |
| Spath dans l'éther | 5 11 32 |
| — dans le sulfure de carbone | 19 |

Aucune loi ne paraît se dégager de ces nombres. Le phénomène auquel se rapportent les mesures est assurément fort complexe.

E. Bouty.

A. RIGHI. — Sul modo nel quale se producono le lunghe scintille alla superficie dell' acqua (Manière dont se produisent les longues étincelles à la surface de l'eau); *Rendiconti della R. Ac. dei Lincei*, 3 mars 1895.

Si, dans le circuit d'une grande batterie, on intercale un micromètre à étincelles avec une distance explosive suffisante, et un grand bassin plein d'eau dont la surface est en contact avec deux conducteurs, on obtient une étincelle qui paraît glisser à la surface de l'eau et dont la longueur atteindra par exemple 2 mètres, c'est-à-dire plus de vingt fois la plus longue étincelle qui jaillirait entre les mêmes conducteurs, si l'on supprimait l'eau qui les touche.

M. Righi rapporte ce phénomène à celui de l'étincelle latérale, c'est-à-dire de l'étincelle qui jaillit entre deux points voisins A et B d'un circuit, reliés par une résistance suffisamment grande. Il a prouvé ailleurs que la longueur maximum d'une étincelle latérale croît avec le rapport de la résistance comprise entre A et B à la résistance totale du circuit.

M. Righi rapporte aujourd'hui des expériences faites avec un tube plein d'eau dont une série de points équidistants sont en communication avec des conducteurs extérieurs. Les extrémités de ceux-ci sont à des distances inégales. Suivant la distance explosive du micromètre à étincelles intercalé dans le circuit, on obtient une ou plusieurs décharges latérales, dont l'ensemble paraîtra constituer une décharge unique, si l'on suppose que les boules terminales des conducteurs décroissent indéfiniment de diamètre en conservant leur espacement.

L'étincelle qui jaillit à la surface de l'eau serait ainsi formée d'une série d'étincelles partielles ; mais l'auteur ne dit pas quelle serait, selon lui, la nature des petits conducteurs intermédiaires, dont cette explication suppose l'existence à la surface de l'eau. E. Bouty.

H. RUBENS. — Vibrationsgalvanometer (Galvanomètre à vibrations); *Wied. Ann.*, LV, p. 27, 1895.

L'appareil auquel M. Rubens a donné le nom de galvanomètre à vibrations est destiné à la mesure de l'intensité moyenne de faibles courants alternatifs. Son principe le rapproche du téléphone optique de M. Wien (¹); mais, au lieu d'utiliser les vibrations transversales de la membrane d'un téléphone, on fait usage des vibrations de torsion d'un fil métallique, excitées par une action électromagnétique.

Un fil de torsion vertical porte un équipage formé de vingt petites aiguilles de fer doux horizontales. Celles-ci sont dirigées par deux forts aimants verticaux en fer à cheval, dont les pôles de mêmes noms $NN_1$, $SS_1$ sont en regard de part et d'autre de l'équipage et à ses deux extrémités, de façon à ce que leurs actions soient concordantes. Le courant à étudier traverse quatre bobines horizontales dont l'action détruit la symétrie du système, c'est-à-dire que, quand le courant alternatif circule dans un certain sens, il affaiblit les pôles N et $S_1$ et renforce $N_1$ et S, ou inversement. Le système suspendu oscillera donc sous l'influence du courant alternatif ; et, si la période du courant concorde avec la période des oscillations torsionnelles du fil qui supporte les aiguilles, les oscillations de ce fil prendront une grande amplitude. Un miroir fixé au fil est destiné, comme dans le téléphone optique, à rendre sensibles de très faibles amplitudes d'oscillation.

Pour que l'appareil possède sa sensibilité maximum, il faut pouvoir faire coïncider la période des oscillations torsionnelles du fil et celle du courant alternatif. On y parvient: 1° en faisant varier la longueur du fil de torsion à l'aide de pinces appropriées ; 2° en écartant par des vis le système des aimants directeurs; 3° en changeant le moment d'inertie de l'équipage mobile. Avec un même fil, le premier procédé donne déjà une latitude de plus d'une octave, tandis que le téléphone optique n'est muni d'aucun moyen d'accommodation et que la période du courant ne peut varier de plus de 2 à 3 pour 100, sans nuire à la sensibilité de cet instrument.

D'après M. Rubens, le nouvel appareil peut donner une déviation de 1 division de l'échelle, pour un courant de un cent millionième

(¹) Voir *Journ. de phys.*, 3ᵉ série, t. I, p. 547 et 548 ; 1892.

d'ampère d'intensité moyenne; il permet donc de déceler l'existence de courants alternatifs encore trois à quatre fois plus faibles.

E. Bouty.

K. ÅNGSTRÖM. — Ueber eine einfache Methode zur photographischen Darstellung des ultrarothen Spectrums (Sur une méthode simple pour obtenir une représentation photographique du spectre infra-rouge); *K. Gesell. der Wiss. zu Upsala*, avril 1895.

En 1894, M. Langley a fait connaître une méthode pour obtenir automatiquement une représentation photographique du spectre infra-rouge. A la disposition très précise, mais un peu compliquée, employée par M. Langley, l'auteur substitue la suivante :

Sur l'axe d'un bon théodolite A, tourne un bras horizontal léger DE qu'entraîne avec lui le tube C du bolomètre. A l'extrémité de ce bras est placée horizontalement la plaque photographique, dans sa boîte. Presque perpendiculairement au-dessus de la plaque, est disposé le galvanomètre G, en relation avec le bolomètre. La lumière émanée d'une fente lumineuse tombe, sous un angle de 45°, sur le miroir du galvanomètre, est réfléchie verticalement, traverse une lentille, et vient former l'image de la fente sur la plaque photographique. Par une rotation du miroir du galvanomètre, cette image se meut dans le sens du bras du bolomètre, c'est-à-dire perpendiculairement au sens du déplacement imprimé à la plaque par le mouvement de ce bras. Quand on veut faire une expérience, le bras DE se trouve entraîné par un rouage à ailettes, mû lui-même par la chute d'un poids. Sur le tracé photographique, les abscisses représentent les déviations, les ordonnées, les intensités spectrales.

La plus grande vitesse de déplacement employée par M. Ångström était de 10 minutes d'arc par minute. La distance de la plaque au théodolite était de 2 mètres, de sorte qu'à un déplacement de 1° du tube du bolomètre correspondait un arc de $3^{cm},48$.

L'auteur a appliqué la méthode à l'étude du spectre infra-rouge du bec Bunsen, produit par un prisme de sel gemme. Il a reconnu : 1° deux maxima faibles correspondant à $1,48^{\mu}$ et à $1,96^{\mu}$, signalés déjà par M. Paschen [1]; 2° et deux maxima beaucoup plus accusés, observés déjà par Julius, et dont les longueurs d'onde sont $2,80^{\mu}$ et $4,34^{\mu}$.

E. Bouty.

---

[1] Paschen, *Wied. Ann.*, LII, p. 222, et LIII, p. 335; 1894.

**E. LEYST.** — Ueber den Magnetismus der Planeten (Sur le magnétisme des planètes); *Repertorium für Meteorologie der k. Ak. der Wiss. Saint-Pétersbourg*, t. XVII, 1894.

Discussion approfondie des observations magnétiques de Saint-Pétersbourg et Pawlowsk de 1878 à 1889, en vue de manifester l'influence des diverses planètes sur la déclinaison magnétique.

Il résulte de cette discussion que toutes les planètes exercent une action marquée, non seulement sur la valeur absolue de la déclinaison, mais aussi sur sa variation diurne. Toutes les planètes, à l'exception de Mercure, quand elles sont proches de la terre, accroissent à la fois la valeur absolue de la déclinaison et la partie périodique de sa variation diurne.

Les valeurs extrêmes de la déclinaison dans une période d'une année diffèrent de 0',85. On peut comparer à cette amplitude A l'amplitude de variation correspondant à une période de révolution synodique entière de chaque planète, et l'exprimer en fonction de A pris pour unité. On trouve ainsi :

| | |
|---|---|
| Mercure....... | 0,58 |
| Vénus ........ | 0,61 |
| Mars.......... | 0,59 |
| Jupiter........ | 0,40 |
| Saturne....... | 0,12 |
| Uranus........ | 0,15 |
| Neptune ...... | 0,27 |

Dans un appendice à son mémoire, l'auteur étudie l'influence de Mercure sur les intensités magnétiques horizontale, verticale et totale, et sur l'inclinaison.

E. Bouty.

**EARL OF ROSSE.** — The radiant heat from the moon during the progress of an eclipse (Chaleur rayonnée par la lune pendant la durée d'une éclipse); *Royal Institution of great Britain, weekly evening meeting*, 31 mai 1895.

L'appareil employé est formé de deux miroirs concaves adjacents portant à leurs foyers les deux soudures d'un couple thermoélectrique en relation avec un galvanomètre sensible. Cet appareil se monte sur le grand télescope de lord Rosse établi à Birr-Castle; on le dirige de manière à recevoir sur l'un des miroirs l'image de la lune, sur l'autre l'image d'une région voisine du Ciel.

Les observations faites en dehors des éclipses établissent : 1° que la chaleur effectivement reçue de la lune est proportionnelle à la quantité de lumière calculée d'après la phase; 2° que la proportion de cette chaleur transmissible à travers une glace de verre est bien moindre que dans le cas de la chaleur solaire, ce qui prouve que la chaleur solaire est absorbée par la lune, et que cet astre nous renvoie principalement de la chaleur *émise* et non *réfléchie*.

De la comparaison de ce second résultat au premier il suit que la lune s'échauffe ou se refroidit trop rapidement pour qu'on puisse, *en temps ordinaire*, constater un retard sensible de l'intensité émise par rapport à l'intensité incidente. Les expériences faites pendant la durée des éclipses montrent, au contraire, un retard très faible, appréciable cependant.

Un fait curieux, mais qui demanderait à être confirmé, c'est que dans les deux meilleures observations (4 octobre 1884 et 28 janvier 1888) on a constaté un léger abaissement de la radiation calorifique lunaire avant le premier contact; et que, après la fin de l'éclipse, la radiation s'est montrée, d'une manière durable, réduite à 80 0/0 environ de la radiation initiale.

E. Bouty.

A. W. PORTER et D. K. MORRIS. — On the question of dielectric hysteresis (Sur la question de l'hystéresis dans les diélectriques), mémoire lu à la Société royale de Londres le 2 mars 1895.

Les auteurs ont expérimenté avec un condensateur formé de feuilles d'étain et de papier paraffiné, dont la capacité était de 5 microfarads.

Le cycle d'opérations adopté est le suivant : 1° les deux armatures du condensateur étant au même potentiel, on les porte lentement à une différence de potentiel V au moyen d'une dérivation à contact glissant, prise sur le circuit d'une pile constante. On ferme le circuit du condensateur sur un galvanomètre pendant une durée égale à celle de l'oscillation de l'aiguille ($2^s,5$), on mesure l'impulsion, enfin on réunit les deux armatures d'une manière permanente pour achever la décharge si elle a été incomplète. 2° On amène lentement les armatures à une différence de potentiel $V_1$ supérieure à V, puis, lentement encore, à la même différence de potentiel V que dans la première expérience, et on décharge de la même manière sur le même galvanomètre.

Dans toutes les expériences *les deux impulsions galvanométriques*

*ont été trouvées égales*, ce qui exclut tout phénomène d'hystéresis mesurable dans ces conditions. D'après les auteurs, une différence atteignant le $\frac{1}{10000}$ aurait été sensible sur les moyennes.

La charge du condensateur, supposé formé d'un diélectrique parfait, aurait dû, à travers la résistance employée, être complète, à un millième près, en $\frac{1}{20000}$ de seconde. Par le fait, l'absorption d'électricité se poursuit encore, d'une manière sensible, au bout de cinq secondes. Le papier paraffiné est donc un diélectrique imparfait, dont les expériences révèlent la *viscosité diélectrique;* mais il ne présente pas de phénomènes comparables à l'hystéresis magnétique, tout au moins pour des différences de potentiel de 3,7 unités électrostatiques par centimètre d'épaisseur.

E. Bouty.

---

## IL NUOVO CIMENTO.

3e Série, t. XXXV et XXXVI; 1894.

A. RIGHI. — Sur quelques dispositions expérimentales pour la démonstration et l'étude des ondulations électriques de Hertz, t. XXXV, p. 12.

L'auteur a réussi à démontrer dans les cours les plus importantes des expériences de Hertz, en employant une machine électrique à induction à la place de la bobine de Ruhmkorff.

Le vibrateur était formé par deux tubes en laiton alignés sur une même droite et terminés par des boules du même métal. Les boules extérieures sont rapprochées des armatures d'une machine électrique; les boules intérieures sont plongées dans de l'huile de vaseline. Des plaques circulaires, pouvant se déplacer, sont insérées dans les tubes. Le résonateur est circulaire et un tube de Geissler de 15 centimètres de longueur est inséré dans le cercle.

Avec ces appareils, on peut montrer à un auditoire la réflexion des ondes électriques sur une plaque de zinc, et la propagation dans un fil métallique. Les nœuds et les ventres sont visibles dans le premier cas jusqu'à 5 ou 6 mètres de distance du vibrateur.

Au moyen d'un excitateur formé de deux sphères et d'un résonateur à étincelles, l'auteur a obtenu des ondes de 7,2 centimètres de longueur et a pu reproduire les expériences de Hertz avec des

appareils de dimensions peu supérieures à celles des appareils ordinaires d'optique.

On pouvait constater l'existence des ondes électriques jusqu'à 5 ou 6 mètres de distance.

Dans certains cas, les étincelles du résonateur étaient visibles jusqu'à 25 mètres du vibrateur.

G. BASSO. — **Sur un caractère de réciprocité de la lumière réfléchie par les milieux cristallins, t. XXXV, p. 17.**

Démonstration du théorème établi par M. Potier (1) sur la direction et l'intensité des rayons polarisés, réfléchis par les cristaux.

G. B. RIZZO. — **Sur l'absorption de la lumière par le platine à différentes températures, t. XXXV, p. 22.**

Au moyen d'un spectromètre universel de Kruss, les intensités d'absorption de lames minces de platine ont été mesurées pour les différentes raies du spectre à 15° et à 490°.

Ces lames étaient produites par des décharges électriques dans des tubes de Geissler d'un modèle spécial.

On démontre ainsi que le platine est plus transparent à 490° qu'à 15° et que l'augmentation de transparence est plus grande pour les rayons les plus réfrangibles que pour les autres.

S. LUSSANA et G. BOZZOLA. — **Relation entre la température de congélation et celle du maximum de densité de l'eau qui contient des sels en dissolution, t. XXXV, p. 31.**

Les auteurs ont étudié d'abord la température du maximum de densité de l'eau et de plusieurs solutions salines. Les mesures ont été faites par la méthode du dilatomètre.

Il résulte de leurs déterminations que la température du maximum de densité est de 4°,15 pour l'eau pure, et que, pour l'eau qui contient des sels en solution, elle est d'autant plus basse que la solution est plus concentrée ; ce qui du reste est d'accord avec presque toutes les mesures antérieures.

Les auteurs cherchent ensuite à appliquer à leur cas la formule

(1) *Journ. de phys.*, 2e série, t. X, p. 349, 1891.

de van't Hoff sur l'abaissement de la température de congélation des dissolutions.

G. CARRARA. — Sur la dissociation électrolytique en relation avec le pouvoir rotatoire optique, t. XXXV, p. 51.

L'auteur a déterminé le pouvoir rotatoire optique de quelques sels de nicotine au moyen d'un excellent polarimètre à pénombre Landolt-Lippich. Il se sert de ses résultats pour discuter l'hypothèse que le pouvoir rotatoire des sels, des acides et des bases actives dépend de la dissociation électrolytique.

Il arrive à cette conclusion : que la théorie de la dissociation électrolytique, bien que non exempte de quelques difficultés, permet pourtant de se rendre raison du plus grand nombre des faits connus ; toute autre hypothèse est absolument insuffisante.

A. BATTELLI. — Influence du magnétisme et des actions mécaniques sur les phénomènes thermo-électriques, t. XXXV, p. 55.

On déduit de ce travail, que jusqu'à la limite de sensibilité (très grande) des mesures exécutées, ni la magnétisation transversale, ni la magnétisation longitudinale (pour des champs compris entre 15000 et 18000 unités C. G. S.), ni la traction n'exercent aucune influence sur le phénomène Thomson dans le fer et dans le nickel.

A. CAMPETTI. — Sur les phénomènes thermiques dans l'électrolyse, t. XXXV, p. 64.

L'auteur fait remarquer que, lorsqu'un courant traverse un voltamètre, une des électrodes s'échauffe plus que l'autre ; il a étudié ce phénomène dans les électrolytes qui se décomposent en donnant des produits dont un au moins est gazeux.

Le voltamètre employé est un ballon qui porte, soudés en deux points opposés, deux tubes reployés verticalement à angle droit. Dans les tubes sont plongés deux thermomètres, autour du réservoir desquels on a enroulé des spirales en fil de platine qui servent d'électrodes. La quantité de chaleur développée aux électrodes est déduite, par une mesure préalable, de la variation de température, en faisant circuler dans chacune des spirales un courant d'intensité donnée pendant un temps déterminé. On mesure, d'autre part, l'inten-

sité du courant qui produit la décomposition électrolytique, la différence des potentiels aux extrémités du voltamètre, et la force électromotrice de polarisation.

Dans ses nombreuses expériences, l'auteur a observé toujours un échauffement différent aux deux électrodes; dans certains cas, ces différences doivent être attribuées à la chaleur produite par des actions secondaires, dans d'autres au phénomène de Peltier. La chaleur développée par les actions secondaires est insensible dans l'électrolyse des composés du brome, et positive dans l'électrolyse des composés du chlore et de l'iode.

V. MONTI. — Sur la relation entre la conductibilité électrique et le frottement intérieur des électrolytes, t. XXXV, p. 75.

L'auteur a étudié la viscosité des mélanges d'eau et de glycérine, pour la comparer avec leur conductibilité électrolytique, qu'il avait précédemment étudiée. Des résultats de l'auteur on ne peut déduire aucune relation entre ces deux constantes physiques.

Dans la deuxième partie de sa note, l'auteur calcule, d'après une formule de M. Mutzel ([1]), le frottement entre les molécules d'un sel dissous et le liquide dissolvant.

L. PALAZZO. — Sur un cas observé relatif à l'influence de masses de fer considérables dans les mesures magnéto-telluriques, t. XXXV, p. 81.

La présence d'un navire de guerre de 80 mètres de longueur environ, contenant à bord 5500 tonnes de fer, et dirigé à peu près perpendiculairement au méridien magnétique, a fait varier d'environ 10′ la déclinaison magnétique mesurée à 135 mètres de distance. L'inclinaison et la composante horizontale n'ont pas sensiblement varié.

G. FERRARIS. — Une méthode pour traiter les vecteurs tournants ou alternatifs, et son application aux moteurs électriques à courant alterné, t. XXXV, p. 99. Sur un moteur électrique synchrone à courant alternatif, t. XXXV, p. 190.

L'auteur appelle vecteur tournant une grandeur vectorielle dont la valeur scalaire est constante, tandis que sa direction tourne avec une vitesse uniforme. Il donne la théorie de ces quantités et en fait

---

([1]) *Wied. Ann.*, t. XLIII, p. 31.

l'application aux moteurs à courants alternatifs. Ce mémoire, très remarquable par l'élégance et la nouveauté de la méthode employée, n'est pas susceptible d'être résumé.

Dans le second mémoire, l'auteur applique sa méthode à la déduction de la théorie d'un nouveau moteur synchrone à courant alternatif.

S. LUSSANA. — La thermo-électricité dans les électrolytes à l'état solide influence d'une transformation moléculaire, t. XXXV, p. 126.

L'auteur a mesuré avec l'électromètre de M. Lippmann la force électromotrice thermo-électrique de différents sels. Pour faire ces mesures, par exemple, entre deux sels M et N, on fabriquait deux cylindres du sel M et un cylindre du sel N, en les fondant dans des tubes de verre. Les contacts de N avec les deux cylindres M étaient formés avec du mercure; un de ces contacts pouvait être chauffé. Lorsqu'ils étaient à la même température, l'on observait une force électromotrice presque du même ordre que la force électromotrice produite par la chaleur.

Les observations furent exécutées entre 0° et 200° environ. Aux températures de transformation des sels, l'on observait une discontinuité dans le phénomène.

D'après ces expériences, les sels solides expérimentés suivraient la loi des tensions de Volta.

G. B. RIZZO. — Sur les propriétés des lignes et des bandes dans les spectres d'absorption, t. XXXV, p. 132.

L'auteur a trouvé que les bandes des spectres d'absorption de l'oxalate double de chrome et de potassium se déplacent, avec la température, vers la partie la moins réfrangible du spectre; au contraire, la ligne d'absorption du même spectre ne se déplace pas.

Les expériences ont été faites à des températures comprises entre 16° et 180°.

E. SEMMOLA. — Quelques expériences de radiophonie, t. XXXV, p. 136.

Un faisceau de rayons solaires est concentré par une lentille sur le fond antérieur d'un microphone à poudre. Si l'on rend ce rayon intermittent, par la rotation d'un disque de carton muni d'un certain

nombre de trous, dans un téléphone en communication avec le microphone, l'on entend de légers souffles successifs, qui disparaissent lorsque la vitesse de rotation du disque arrive à une certaine limite. Avec un microphone très sensible, système Hummings, lorsque les intermittences du rayon sont de plus d'une centaine à la seconde, l'on entend un son continu, qui s'élève avec le nombre des intermittences. Le son cesse si, le disque continuant à tourner, l'on intercepte le faisceau des rayons, ou si on lui fait traverser une solution d'alun.

C. MARANGONI. — **Sur la genèse, la structure et la morphologie de la grêle, t. XXXV, p. 140.**

L'auteur expose une théorie sur la formation de la grêle et sur la structure des grêlons, en constatant l'existence d'un passage graduel de la neige à la grêle.

E. SALVIONI. — **Recherches sur les ondes électriques stationnaires, t. XXXV, p. 155.**

D. MAZZOTTO. — **Recherches expérimentales sur les systèmes nodaux des ondes électriques obtenues par la méthode de Lecher, t. XXXVI, p. 189.**

M. Salvioni, dans son travail, emploie, avec une légère modification, la disposition expérimentale de M. Lecher pour la recherche de la longueur des ondes électriques (1): deux fils métalliques horizontaux partent d'un excitateur formé de deux sphères en communication avec les armatures d'une puissante bobine d'induction. Ces fils aboutissent à deux plaques circulaires de laiton, 1, 3. Vis-à-vis de ces plaques, deux autres plaques 2, 4 sont réunies à deux fils situés dans le prolongement des premiers, et qui constituent le circuit secondaire. Ces fils, longs de 18 mètres environ, aboutissent aux deux armatures d'un condensateur C'. Lorsqu'on fait éclater entre les boules de l'excitateur une série d'étincelles courtes et vigoureuses, des systèmes d'ondes électriques stationnaires se forment dans l'espace qui environne les fils. On détermine la position des nœuds en faisant glisser sur les fils du circuit secondaire un pont mobile qui les réunit, et en cherchant la position de ce pont qui rend maximum la force électrique en un point du circuit secondaire, par exemple à l'extrémité. On constate ce maximum de force élec-

(1) *Journ. de phys.*, 2e série, t. I, p. 86, 1892.

trique au moyen d'un petit micromètre à étincelles. L'on peut de même expérimenter avec deux ponts au lieu d'un.

L'auteur a constaté que la position des nœuds, déterminée au moyen de deux ponts, ne coïncide pas avec la position déterminée au moyen d'un seul pont, et que la distance entre deux nœuds n'est pas constante dans ce cas, mais va en diminuant à mesure que l'on s'éloigne du circuit primaire.

M. Salvioni considère ces résultats comme des anomalies dues à l'emploi du pont, qui produit une action perturbatrice d'autant plus grande qu'il est plus voisin du circuit primaire.

Étant données les conditions géométriques du problème, l'auteur a établi une formule qui donne toutes les longueurs d'onde du système compatible avec ces conditions. L'accord entre la formule théorique et l'expérience est, en général, satisfaisant. La formule cependant donne des systèmes d'ondes, que l'expérience ne confirme pas, et d'autre part, lorsque la longueur du circuit primaire est grande relativement à la distance entre deux nœuds, l'expérience montre des longueurs d'onde que le calcul ne donne pas.

Ces irrégularités sont, jusqu'à un certain point, justifiées par l'auteur.

M. Mazzotto, de son côté, a fait des mesures avec un appareil semblable (sauf le condensateur C′ qui est supprimé) et a abordé d'un point de vue différent la solution du problème de la détermination des longueurs des systèmes d'ondes de Lecher.

Les conditions géométriques de l'appareil étant fixées, l'auteur place un premier pont entre les fils du circuit secondaire, au voisinage des plaques 2, 4; un deuxième, à l'extrémité des fils; le micromètre à étincelles (explorateur), environ à moitié de la distance entre les deux ponts, et il fait glisser le premier pont vers le second, jusqu'à ce qu'il y ait résonance, démontrée par le maximum de force électrique dans le micromètre.

A l'aide de l'explorateur ou simplement des doigts, transportés le long des fils, l'on doit constater qu'il n'y a pas de nœuds entre les ponts.

La détermination des positions du premier pont, que l'on obtient en déplaçant le deuxième pont vers les plaques, permet de construire ce que l'auteur appelle les *lignes nodales*, qui donnent les longueurs d'onde par une construction graphique ou par un calcul très simple.

L'auteur a étudié la formule de M. Salvioni, et établit les conditions dans lesquelles elle est d'accord avec l'expérience.

**M. ASCOLI. — Sur la distribution du magnétisme induit dans le fer, t. XXXV, p. 181.**

M. O. Grotrian [1] avait déduit de ses expériences que l'aimantation du fer produite par une bobine magnétisante est limitée aux couches superficielles, et ne pénètre qu'à une petite profondeur.

Dans cette note, M. Ascoli démontre que cette conclusion est due à une interprétation inexacte des résultats.

**A. CAMPETTI. — Sur la différence de potentiel entre les solutions d'un même sel dans l'alcool et dans l'eau, t. XXXV, p. 194.**

L'auteur a fait ces déterminations dans le but de vérifier si les résultats de l'expérience sont d'accord avec ceux qui se peuvent déduire de certaines considérations sur la théorie des dissolutions. La vérification ne donne pas de bons résultats, mais l'auteur explique les divergences d'une manière satisfaisante.

**M. CANTONE. — Influence des procédés de déformation sur les propriétés élastiques des corps, t. XXXV, p. 207 et 253.**

M. Cantone a étudié la flexion du laiton soumis à des forces cycliques, en employant soit des *cycles unilatéraux* dans lesquels la force déformatrice varie entre zéro et une valeur donnée, soit des *cycles bilatéraux* dans lesquels les valeurs maximum et minimum de la force déformatrice sont égales et de signe contraire. Les déformations étaient produites dans deux directions opposées par des poids appliqués avec le plus grand soin directement, ou au moyen d'une poulie. Les flèches de flexion étaient mesurées au moyen d'un cathétomètre de Starke et Kammerer.

On tire des expériences de l'auteur que les déformations pendant la charge sont plus petites que les déformations produites par les mêmes forces pendant la décharge, et que l'on a affaire, dans ce cas, à un véritable phénomène d'hystéresis élastique.

Les cycles n'ont pas d'influence sensible sur l'accroissement des flèches pour des forces croissant à partir de l'état non déformé, de manière que l'auteur a pu démontrer que la déformation du corps qui passe de l'action de la force P à l'action de la force $P + P'$ est

(1) *Wied. Ann.*, t. L, p. 705, 1893.

la même, soit que le passage se fasse directement, soit que l'on marche de P à zéro et de zéro à $P + P'$.

Les cycles bilatéraux présentent des phénomènes très analogues aux phénomènes magnétiques ; les cycles sont fermés ; pour les forces extrêmes de chaque alternation, l'on a, d'une part et de l'autre, des flèches qui ont sensiblement la même grandeur, et les déplacements de la position initiale pour la force zéro sont à peu près égaux entre eux pour chaque cycle.

L'auteur démontre ensuite que l'on peut ramener le corps à l'état primitif, en lui faisant subir une série de charges de signes contraires et de valeurs successivement décroissantes.

Cette méthode, qu'il appelle méthode des alternations décroissantes, réussit parfaitement lorsque les déformations initiales ne sont pas trop grandes.

L'auteur enfin étudie un autre phénomène qu'il appelle d'*accommodation*, pour les détails duquel nous renvoyons au mémoire original.

J. CAMPANILE. — Expériences de cours sur les vibrations longitudinales, t. XXXV, p. 222.

L'auteur décrit diverses dispositions pour montrer aisément, dans les cours, les variations de longueur produites par les vibrations longitudinales des verges.

A. CAMPETTI. — Sur l'influence du dissolvant dans la vitesse des ions, t. XXXV, p. 225.

D'après les recherches de l'auteur, le nombre de transport relatif à l'anion est le même pour les dissolutions de chlorure de lithium et de nitrate d'argent dans l'eau, et dans l'alcool éthylique.

Pour les dissolutions dans l'alcool méthylique, ce nombre est un peu plus petit ; ce qui démontre l'influence du dissolvant sur la vitesse des ions.

A. MAURI. — Nouvel ohmmètre, t. XXXV, p. 235.

Description d'un appareil formé essentiellement de deux circuits à angle droit, et d'un aimant. Cet appareil permet de mesurer la résistance des conducteurs, par exemple des lampes électriques, et peut servir comme boussole des tangentes.

A. BARTOLI. — Sur quelques mesures calorimétriques récentes et en particulier sur la mesure de la chaleur solaire, t. XXXV, p. 239.

C'est le résumé d'un discours inaugural, fait par l'auteur à l'Université de Pavie.

Il contient un aperçu de ses recherches de longue haleine sur la calorimétrie et sur la chaleur solaire, que nous avons analysées à mesure qu'elles ont été publiées dans le *Nuovo Cimento.*

M. SALA. — La conductibilité électrique du maillechort dans différents milieux, t. XXXV, p. 251.

L'auteur a mesuré, par la méthode du pont de Wheatstone, la résistance d'une spirale de maillechort dans l'air et dans le pétrole, sans constater aucune différence.

M. Sanford d'autre part[1] avait observé, sur un fil de cuivre situé dans l'axe d'un cylindre de même métal, une diminution de résistance d'environ 0,0018, lorsqu'on remplit le cylindre de pétrole.

MM. Grimaldi et Platania, avec la même disposition que M. Sanford, ont observé une diminution de résistance, mais très faible : environ douze fois plus petite que la valeur notée ci-dessus.

Q. MAJORANA. — Sur la rapidité des phénomènes photo-électriques dans le sélénium, t. XXXV, p. 267.

L'auteur a examiné expérimentalement la vitesse de la variation de conductibilité produite par la lumière sur le sélénium ; dans le but de voir si ce corps serait utilisable dans la solution du problème de la transmission électrique des images à distance, ainsi que divers auteurs l'ont pensé.

Dans ce but, l'auteur a construit un ingénieux appareil qui permettait de diriger un rayon de lumière, pendant une durée constante, sur une cellule à sélénium, et d'en mesurer la résistance à un moment déterminé et variable à volonté, après qu'elle avait cessé de subir l'action de ce rayon.

La construction de la cellule a été l'objet de soins minutieux de la part de l'auteur, dans le but de lui donner le maximum de sensibilité pour la lumière.

---

(1) *Phil. Mag.*, t. XXXV, p. 65, janvier 1893.

Dans le tableau qui suit sont insérées les moyennes de nombreuses observations : *t* indique, en secondes, le temps écoulé après l'action de la lumière, et R la résistance en milliers d'ohms ; la résistance de la cellule dans l'obscurité était 258000 ohms :

| *t* | R | *t* | R | *t* | R | *t* | R |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0s,07 | 201,42 | 1s,69 | 229,61 | 3s,26 | 239,61 | 5s,46 | 249,49 |
| 0 ,50 | 214,63 | 2 ,29 | 233,98 | 3 ,85 | 243,52 | 6 ,29 | 252,40 |
| 1 ,01 | 222,23 | 2 ,86 | 238,58 | 4 ,64 | 246,79 | 7 ,44 | 254,14 |

L'on déduit aisément de ce tableau que l'action de la lumière sur le sélénium est relativement très lente.

A. RIGHI. — Appareil de cours pour la composition des oscillations pendulaires, t. XXXV, p. 276.

L'auteur décrit un appareil pour la composition de deux mouvements pendulaires, dans le but de reproduire les figures de Lissajous. Cet appareil est peu coûteux et exempt des défauts que l'on remarque dans d'autres dispositions analogues.

S. LUSSANA. — Sur la chaleur spécifique des gaz, t. XXXVI, pp. 5, 70 et 130.

L'auteur a exécuté une longue série de mesures pour la détermination de la chaleur spécifique des gaz jusqu'à la température d'environ 100° et à des pressions qui varient entre 4 atmosphères et 45 atmosphères.

L'auteur a suivi la méthode de Delaroche et Bérard qui permet d'employer une quantité relativement petite de gaz. La circulation des gaz est produite au moyen de deux cylindres de fer A et B réunis en bas par un tube de caoutchouc, et en haut par un système composé essentiellement :

1° D'un tube de caoutchouc ;

2° D'un serpentin d'échauffement I, plongé dans un bain d'air ou d'huile, plongeant à son tour dans un bain de vapeur ;

3° D'un serpentin H qui est contenu dans un calorimètre à eau ;

4° D'un robinet à pointeau $\beta$.

Un tube auxiliaire muni d'un robinet $\alpha$ permet de réunir les deux cylindres, en excluant les serpentins.

Un des cylindres A, qui porte aux extrémités des tubes de verre

servant de repères, est rempli de mercure; l'autre, de gaz à la pression nécessaire. En les déplaçant en hauteur, on peut faire circuler le gaz de L en H et, par un jeu approprié des robinets, les ramener par le tube auxiliaire au cylindre primitif, pour recommencer l'opération.

Le gaz circulait environ huit fois pour chaque détermination. La distance entre les deux serpentins était la plus petite possible pour éviter la dispersion de la chaleur, et une disposition spéciale permettait de vérifier que le gaz échauffé se refroidissait complètement dans le calorimètre. Un manomètre à air comprimé permettait de mesurer la pression du gaz lors de sa circulation, et des thermomètres placés dans les différentes parties de l'appareil donnaient les températures. Le thermomètre calorimétrique, de Baudin, était divisé en 1/50 de degré, et les observations furent ramenées au thermomètre à hydrogène. Pour déterminer la chaleur communiquée au calorimètre par les objets extérieurs, qui était à peu près du même ordre que celle qui lui était communiquée par le gaz, l'on observait la marche du thermomètre calorimétrique avant et après chaque circulation de gaz ; lorsqu'elle était différente, l'on suivait le procédé de correction employé par Regnault.

Pour déterminer le poids du gaz circulant à diverses pressions, le volume du cylindre ayant été déterminé à l'avance, l'on a employé dans la plupart des cas l'équation de Clausius avec les coefficients de M. Sarrau : quelquefois l'on a fait des déterminations directes.

Les résultats des mesures de l'auteur démontrent que la chaleur spécifique des gaz à pression constante, rapportée à l'unité de poids, croît notablement avec la pression. Cette variation, qui avait été énoncée primitivement par Delaroche et Bérard, a été contredite par Regnault, qui a admis que la chaleur spécifique des gaz $c_p$ rapportée à l'unité de poids est indépendante de la pression; et par conséquent que la chaleur spécifique $c'_p$ rapportée à l'unité de volume est proportionnelle à la pression.

D'après l'auteur, ces deux chaleurs spécifiques aux diverses pressions $p$ peuvent être représentées par les formules :

$$c_p = a + b(p - 1), \qquad c'_p = a' + b'(p - 1) + c'(p - 1)^2.$$

Les constantes ont, pour les divers gaz, les valeurs suivantes :

| | a | b | a' | b' | c' |
|---|---|---|---|---|---|
| Air atmosphérique | 0,23707 | 0,001498 | 0,00039078 | 0,00027523 | 0,0000020614 |
| Hydrogène....... | 3,4025 | 0,013300 | 0,00040593 | 0,00024232 | 0,0000016780 |
| Gaz des marais... | 0,5915 | 0,003463 | 0,00041931 | 0,00035643 | 0,0000029647 |
| Acide carbonique. | 0,2013 | 0,0019199 | 0,00093144 | 0,00024291 | 0,0000092899 |
| Ethylène......... | 0,40387 | 0,0016022 | 0,00113075 | 0,00037122 | 0,0000078676 |
| Protoxyde d'azote. | 0,22480 | 0.0018364 | 0,000089388 | 0,000425984 | 0,0000051346 |

**A. BARTOLI. — Sur la dépendance de la conductibilité électrique des éthers composés par rapport à la température, t. XXXVI, p. 57.**

Depuis 1884, M. Bartoli a entrepris des recherches longues et minutieuses sur la résistance électrique d'un grand nombre de composés organiques. Nous avons résumé, dans les années précédentes du *Nuovo Cimento*, quelques-uns des mémoires de l'auteur.

Les conclusions les plus importantes que l'on tire de ce riche matériel d'observations peuvent être résumées dans les propositions suivantes :

1° Les composés organiques à l'état solide, et à une température suffisamment éloignée du point de solidification ne conduisent pas l'électricité;

2° Les hydrocarbures, la plupart de leurs dérivés obtenus par substitution du chlore et du brome à l'hydrogène, leurs composés organo-métalliques ne conduisent pas à l'état liquide;

3° Les acides, les alcools, les cétones, les aldéhydes, les phénols, les amines et en général toutes les bases organiques, les chlorures, bromures et iodures des radicaux acides, les rhodanates, les isosulfocyanates des radicaux alcooliques, etc., présentent une certaine conductibilité à l'état liquide;

4° Dans les séries homologues des acides et des alcools et dans les séries des éthers composés dérivés d'un radical alcoolique avec divers acides de la série grasse, la conductibilité décroît à mesure que la formule de constitution du composé devient plus complexe;

5° En général, la conductibilité électrique des composés liquides purifiés croît avec la température;

6° Les solutions d'une substance conductrice à l'état liquide dans un liquide isolant conduisent l'électricité; tandis que les mélanges de deux liquides, isolants à l'état liquide, sont isolants;

7° La conductibilité des éthers composés croît avec la température.

T. MARTINI. — Sur quelques phénomènes d'électrolyse et de polarisation, t. XXXVI, p. 91.

L'électrolyse et la polarisation galvanique s'observent dans les lamelles liquides, comme dans un électrolyte ordinaire, même avec de faibles forces électromotrices.

A. BARTOLI et E. STRACCIATI. — La chaleur spécifique de l'eau sous volume constant, t. XXXVI, p. 127.

Avec les résultats de leurs mesures (1) de la chaleur spécifique de l'eau de 0° à 35° à pression constante, les auteurs ont calculé la chaleur spécifique à volume constant du même liquide.

Ils ont employé la formule bien connue de Thomson :

$$c_t = C_t - \frac{T}{E}\frac{10336}{K_t}\frac{(v_0\delta_t)^2}{v_t}.$$

Pour le coefficient de compressibilité $K_t$ l'on a employé des valeurs tirées des expériences de MM. Pagliani et Vicentini. Les coefficients de dilatation $\delta_t$ ont été calculés avec la formule :

$$\delta_t = 2A\,(t-4) - 2{,}6B\,(t-4)^{1,6} + 3C\,(t-4)^2$$

déduite de la formule de M. Rossetti et dans laquelle :

$$A = 0{,}000008379910$$
$$B = 0{,}000000378702$$
$$C = 0{,}0000000224329.$$

Pour le volume spécifique de l'eau, ils ont utilisé les valeurs données par MM. Thiesen, Scheel et Marek, et pour l'équivalent mécanique de la chaleur ils ont accepté le nombre 428. Dans le tableau qui suit sont résumés les résultats des calculs des auteurs : la chaleur spécifique vraie à 15° sous pression constante est prise pour unité :

| $t$ | $c$ | $\frac{C}{c}$ | $t$ | $c$ | $\frac{C}{c}$ | $t$ | $c$ | $\frac{C}{c}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0° | 1,00592 | 1,00071 | 15° | 0,99683 | 1,00318 | 30° | 0,98697 | 1,01516 |
| 5 | 1,00380 | 1,00002 | 20 | 0,99320 | 1,00628 | 35 | 0,98490 | 1,02059 |
| 10 | 1,00046 | 1,00106 | 25 | 0,98984 | 1,01032 | | | |

(1) *Journ. de phys.*, 2e série, t. X, p. 582, 1893.

P. CARDANI. — Sur le mode d'action des étincelles dans les circuits dérivés, t. XXXVI, p. 142.

Dans ces recherches, M. Cardani s'est proposé d'étudier la quantité d'électricité qui traverse les circuits dérivés dans les décharges oscillantes, par exemple dans les expériences bien connues de M. Lodge.

Dans ce but, la chaleur développée dans les fils pendant les décharges a été mesurée au moyen de tubes pleins de pétrole, servant à la fois de thermomètres et de calorimètres.

La quantité de chaleur développée dans chaque dérivation n'est pas proportionnelle à la chaleur qu'un courant d'intensité constante produirait dans le même circuit.

Un micromètre à étincelles inséré dans un des circuits n'apporte pas de modifications essentielles : cependant, un grand nombre de circonstances influent dans ce cas sur la distribution de la décharge.

L'étincelle, dans un circuit dérivé, ferme le circuit, qui se comporte comme si la place de l'étincelle était occupée par un court fil métallique.

A. BARTOLI. — Influence de la poussière atmosphérique sur la transmissibilité des radiations solaires, t. XXXVI, p. 183.

L'éruption de l'Etna, de 1892, a permis à M. Bartoli de décider complètement la question de savoir si la poussière atmosphérique exerce une influence sensible sur la transmission des radiations solaires. Pendant plusieurs jours qui suivirent la première phase de l'éruption, l'atmosphère était parfaitement tranquille, et, les cendres les plus grosses s'étant déposées, une poussière très fine, comparable à la poussière ordinaire atmosphérique, était uniformément suspendue dans l'air.

Les mesures de la chaleur solaire furent exécutées avec le pyrhéliomètre de l'auteur, que nous avons autrefois mentionné, et au moyen duquel l'on peut atteindre le degré de précision des mesures calorimétriques de laboratoire.

Les mesures faites dans ces conditions ont démontré une forte perte de radiations solaires, produite par la poussière volcanique.

R. ARNO. — Rotations électrostatiques dans les gaz raréfiés, t. XXXVI, p. 249.

Un radiomètre avec ailettes métalliques, dans un champ électro-

statique tournant, prend un mouvement de rotation, qui peut atteindre 50 tours par minute : la rotation semble due aux mouvements des molécules de gaz raréfié, qui ont la tendance à suivre le champ.

A. RIGHI. — Un nouvel électromètre idiostatique très sensible, t. XXXVI, p. 253.

C'est le résumé d'un mémoire de l'auteur qui contient la description d'un appareil, autrefois employé dans d'autres recherches, et que maintenant il a perfectionné de manière à en faire un électromètre très sensible.

A. BARTOLI et E. STRACCIATI. — Sur l'absorption des radiations solaires par le brouillard et les cirrhus, t. XXXVI, p. 287.

Une couche de cirrhus peut intercepter jusqu'à 3/10 des radiations solaires.

Avec un ciel serein de couleur bleu clair, l'on a (*cœteris paribus*) une plus forte absorption qu'avec un ciel d'azur, particulièrement lorsque le soleil est peu élevé sur l'horizon.

Le brouillard peut intercepter dans ce cas jusqu'à 4/10 des radiations.

G. VICENTINI et M. CINELLI. — Transmission de l'électricité par les gaz qui environnent des conducteurs chauffés au rouge par le courant électrique, t. XXXVI, p. 297.

C'est une continuation des recherches précédentes (1) que les auteurs ont étendues à l'hydrogène et à l'acide carbonique.

G. P. GRIMALDI.

SP. UMFREVILLE PICKERING. — Self recorded breaks in the properties of solutions (Enregistrement automatique de discontinuités dans les propriétés des dissolutions); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XL, p. 472, 1895.

La méthode consiste à laisser écouler, d'une manière uniforme, la substance à dissoudre dans l'eau d'un calorimètre et à enregistrer photographiquement la marche du thermomètre calorimétrique.

En versant dans l'eau une solution à 5,5 pour 100 d'acide sulfu-

---

(1) *Journ. de phys.*, 3e série, t. III, p. 580, 1894.

rique, l'auteur a relevé sur la courbe thermométrique deux points. anguleux correspondant respectivement à 0,08 et à 0,355 pour 100. Ces résultats sont d'accord avec ceux que l'auteur (1) a déduits antérieurement de mesures calorimétriques ordinaires.

E. BOUTY.

T. MIZUNO. — Note on tinfoil grating as a detector for electric waves (Note sur des réseaux en feuilles d'étain employés pour déceler des ondes électriques); *Journal of the College of science*, Tokio, t. IX, 1895.

Ainsi que M. Aschkinass l'a annoncé, les ondes électriques agissant sur un réseau en feuilles d'étain diminuent sa résistance. Avec deux réseaux de dimensions à peu près égales, mais comprenant un nombre de bandes différent, cette diminution a été respectivement d'environ 6 et 19 pour 100. Il suffit de donner un choc au réseau pour lui restituer sa résistance initiale.

Cette variation de résistance d'un réseau peut servir, d'après l'auteur, à déceler la présence d'ondes électriques, dans des conditions où un résonateur ordinaire ne donnerait pas d'étincelles sensibles.

E. BOUTY.

---

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

### Annales de Chimie et de Physique.

7e série, t. VI, décembre 1895.

G. LEMOINE. — *Études quantitatives sur l'action chimique de la lumière pour la décomposition naturelle de l'acide oxalique et du chlorure ferrique*, p. 433.

M. BRILLOUIN. — *Tensions superficielles et forces cristallines. Domaine d'action moléculaire*, p. 540.

### Philosophical Magazine.

5e série, t. XL, décembre 1895.

W. SUTHERLAND. — *Force moléculaire et tension superficielle des liquides*, p. 477.

S. W. HOLMAN. — *Projet de galvanomètre. Vaste espace autour de l'aiguille*, p. 494.

---

(1) *Chem. soc. Trans.*, 1890.

T. Mizuno. — *Note sur un réseau de feuilles d'étain, employé comme indicateur des ondes électriques*, p. 497.

J. Perry et H. F. Hunt. — *Développement de fonctions arbitraires*, p. 506.

J. J. Thomson. — *Relation entre l'atome et la charge d'électricité qu'il transporte*, p. 511.

## Wiedemann's Annalen.

T. LVI, n° 11, 1895.

Ch. E. St. John. — *Sur la comparaison du pouvoir émissif des corps aux hautes températures, et sur le bec Auër*, p. 433.

W. Wien et O. Lummer. — *Méthode pour vérifier la loi du rayonnement des corps parfaitement noirs*, p. 451.

P. Volkmann. — *Contribution à la détermination de la vraie tension superficielle de l'eau pure entre 0° et 40°*, p. 457.

M. Cantor. — *Sur la condensation des vapeurs*, p. 492.

P. Glan. — *Recherches théoriques sur les corps élastiques*, p. 509.

R. Lang. — *Sur une relation entre la constante diélectrique des gaz et leur composition chimique*, p. 534.

F. Linde. — *Mesure des constantes diélectriques de gaz liquéfiés et formule de Mossotti-Clausius*, p. 546.

H. Haga. — *Influence des ondes électriques sur la résistance électrique des conducteurs métalliques*, p. 571.

J. Klemenčič. — *Sur l'aimantation circulaire des fils de fer*, p. 574.

P. Culmann. — *Sur l'aimantation du fer produite par les champs magnétiques les plus faibles*, p. 602.

*On vend séparément :*

Tome I : *Instruments de mesure. Hydrostatique. Physique moléculaire.* 243 figures et 1 planche ............................................ 9 fr.
(1er fascicule, 5 fr. — 2e fascicule, 4 fr.)

Tome II : *Chaleur.* 193 figures et 2 planches............................ 15 fr.
(1er fascicule, 5 fr. — 2e fascicule, 5 fr. — 3e fascicule, 5 fr.)

Tome III : *Acoustique. Optique.* 511 figures et 8 planches.......... 22 fr.
(1er fascicule, 4 fr. — 2e fascicule, 4 fr. — 3e fascicule, 14 fr.)

Tome IV (1re Partie) : *Électricité statique et Dynamique.* 316 figures et 2 planches ...................................................... 13 fr.
(1er fascicule, 7 fr. — 2e fascicule, 6 fr.)

Tome IV (2e Partie) : *Magnétisme. Applications.* 324 figures et 1 planche ............................................................ 13 fr.
(3e fascicule, 8 fr. — 4e fascicule, 5 fr.)

Tables générales, *par ordre des matières et par noms d'auteurs, des quatre volumes du* Cours de Physique. In-8 ; 1891......................... 0 fr. 60 c.

*Des Suppléments destinés à exposer les progrès accomplis viendront successivement compléter ce grand Traité et le maintenir au courant des derniers travaux.*

**1er Supplément.** — *Chaleur. — Acoustique et Optique ;* par E. Bouty, Professeur à la Faculté des Sciences. In-8, avec 41 fig. ; 1896.............. 3 fr. 50

**JANET (Paul)**, Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble. — **Premiers principes d'Électricité industrielle.** *Piles. Accumulateurs. Dynamos. Transformateurs.* 2e édition. In-8, avec 173 fig. ; 1893.......................... 6 fr.

# TABLE DES MATIÈRES (*suite*)

## JANVIER 1896.

# TABLE DES MATIÈRES.

## JANVIER 1896.



(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

*Le Gérant :* J. Deslis.

# JOURNAL

# DE PHYSIQUE

## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

---

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — FÉVRIER 1896.**

---

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-quatre premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, 1895, se vendent séparément ........................................ 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

*Prix pour un an* (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale ............ 15 fr.
Autres pays ........................................ 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

---



(*Voir* la suite page 3.)

## DE L'INFLUENCE DE L'AIMANTATION SUR LES PROPRIÉTÉS THERMOÉLECTRIQUES;

Par M. L. HOULLEVIGUE.

I. — L'aimantation modifie les propriétés électriques des corps. Cette proposition, longtemps mise en doute, est aujourd'hui établie, mais les modifications spéciales qu'éprouvent les propriétés thermo-électriques n'ont pas, jusqu'à ce jour, fait l'objet de recherches systématiques. Sir W. Thomson a seul établi (1) une proposition d'un caractère général; guidé par des analogies théoriques, il institua des expériences en vue de démontrer que les propriétés thermo électriques d'un fil de fer ou d'acier étaient modifiées en sens inverse suivant qu'on l'aimantait longitudinalement ou transversalement; nous examinerons cette proposition à la fin du présent article.

On savait en plus, depuis le travail de Strouhal et Barus (2), qu'un fil thermo-électrique fer-cuivre, placé axialement dans un champ de faible intensité (35 CGS) a une force électro motrice plus grande qu'à l'état neutre, et que l'effet de l'aimantation est d'autant plus grand que la différence de température entre les deux soudures est elle-même plus considérable.

Enfin, on doit à M. Chassagny (3) des recherches excellentes, effectuées sur un couple fer-cuivre, fonctionnant entre 0° et 100°, et placé axialement dans un champ variable de 0 à 200 CGS; l'aimantation produisait une augmentation de force électro motrice, qui augmentait d'abord avec le champ pour diminuer ensuite, pour des champs plus considérables. Tel était l'état de la question, lorsque je l'ai reprise pour la soumettre à un travail d'ensemble.

II. — Je me suis d'abord préoccupé des variations de force électromotrice produites par l'aimantation dans le fer et l'acier doux (c'est-à-dire non trempé). La méthode expérimentale employée sera décrite dans un travail plus étendu. Je dirai seulement qu'elle consistait à placer l'élément thermo électrique choisi (fer-cuivre ou acier-cuivre) dans le champ variable à volonté d'un fort électro-aimant et à équilibrer son action à l'aide d'un autre élément thermo électrique et la dérivation prise sur un fil étalon.

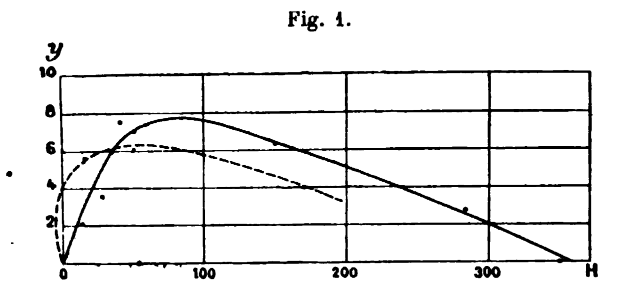
(1) W. Thomson, *Philos. Trans.*, t. III, p. 722, 1856.
(2) Strouhal et Barus, *Ann. de ch. et de phys.*, 5e série, t. XXIV, p. 54, 1881.
(3) Chassagny, *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, 1er mai 1893.

Pour la pile *fer-cuivre*, l'effet obtenu fut une augmentation de force électromotrice par aimantation. Voici la valeur de cette augmentation $y$, en microvolts, évaluée en fonction du champ H, l'élément fonctionnant entre 13° et 100°.

| H (CGS) | 13,8 | 16,4 | 28,5 | 35,5 | 41,5 | 49 | 150,4 | 287 | 352 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $y$ (microv.) | 2,1 | 5,6 | 3,5 | 5,95 | 7,7 | 7 | 6,3 | 2,8 | 0 |

La (*fig.* 1) reproduit ces résultats, et en même temps (en traits discontinus), ceux obtenus par M. Chassagny dans une étude analogue. Ils rendent probable l'un et l'autre que, pour une aimantation suffisante, on verrait l'effet changer de sens, et l'aimantation produire une diminution de force électromotrice. On verra plus loin la confirmation de cette hypothèse.

Fig. 1.




En combinant mes observations avee celles de Strouhal et Barus, on peut exprimer la variation de force électromotrice E' — E produite par l'aimantation en fonction du champ H et des températures T et $t$ des deux soudures. On trouve ainsi la formule empirique :

$$(1)\quad E' - E = 10^{-7}\,[125\,(T - t) + 0{,}508\,(T^2 - t^2)]\,\frac{H\,(350 - H)}{1 + 0{,}0428H}.$$

Pour le couple *acier-cuivre* étudié, les résultats obtenus forment une série beaucoup plus complète. Ils montrent tous une *diminution* de force électromotrice du couple par aimantation. Voici les nombres ohtenus :

1° Expériences entre 13° et 100° ;

| H(CGS) | 51 | 69 | 116 | 311 | 339 | 386 | 733 | 872 | 949 | 964 | 1196 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $y$ (microv.) | 0 | 0 | 0 | 3,8 | 5,6 | 6,3 | 29,9 / 31,3 | 45,9 | 64,2 | 68,8 | 99,3. |

2° Entre 13° et 185° ;

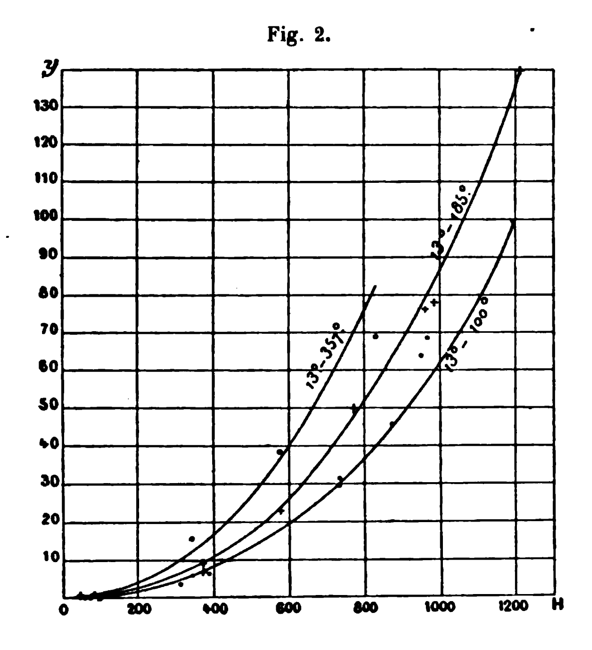
| H (CGS) | 46 | 47 | 94 | 116 | 231 | 370 | 574 | 771 | 960 | 987 | 1211 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $y$ (microv.) | 0 | 0,3 | 1 | 1,4 | 2,8<br>2,77 | 7<br>9,2 | 23 | 50 | 76 | 78 | 140 |

3° Entre 13° et 357° ;

| H (CGS) | 54 | 347 | 576 | 830 |
|---|---|---|---|---|
| $y$ (microv). | 0 | 15,4 | 38,5 | 69,3 |

La (*fig.* 2) représente ces résultats.

Fig. 2.




J'ai étudié par la même méthode l'aimantation transversale du même couple, et j'ai trouvé des effets du même sens, mais moins marqués. Il faut donc admettre, comme un fait d'expérience, que le fer et l'acier sont modifiés dans des sens différents par l'aimantation, quand on les place dans des champs inférieurs à 350 CGS. Toutes les données numériques des tableaux précédents peuvent être résumées par la formule empirique :

$$(2)\quad E-E' = 10^{-7}[7,47(T-t)-0,031(T-t)^2+0,000049(T-t)^3]\frac{H^2}{1-0,000289H}.$$

On peut donner des mêmes phénomènes une représentation différente, et plus avantageuse en ce qu'elle est indépendante du métal uni au fer ou à l'acier pour former le couple. Elle consiste à former, à l'aide des expressions (1) et (2), les pouvoirs thermoélectriques, rapportés au plomb, du fer et de l'acier.

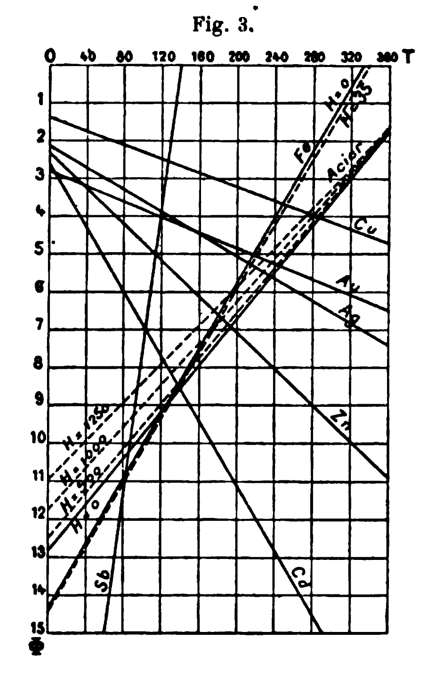
On trouve ainsi pour le fer :

$$(3)\quad \Phi\,(\mathrm{FP}) = -\,14{,}39 + 0{,}0430\mathrm{T} - 10^{-7}\,[125 + 1{,}016\mathrm{T}]\,\frac{\mathrm{H}\,(350 - \mathrm{H})}{1 + 0{,}0428\mathrm{H}}$$

et pour l'acier :

$$(4)\quad \Phi\,(\mathrm{AP}) = -\,12582 + 0{,}0306\mathrm{T} + 10^{-7}\,[7{,}47 - 0{,}062\,(\mathrm{T} - 13) + 0{,}000148\,(\mathrm{T} - 13)^2]\,\frac{\mathrm{H}^2}{1 - 0{,}000289\mathrm{H}}.$$

Fig. 3.




On a représenté sur les diagrammes de la (*fig.* 3) la valeur de Φ (FP) pour H = 35 et celles de Φ (AP) pour H = 500, 1000, 1250. On peut facilement, au simple aspect de ces diagrammes, voir comment sera modifiée par l'aimantation la force électromotrice du couple

qu'on obtient en unissant le fer ou l'acier à un métal non magnétique quelconque.

III. — Toute modification constatée dans la force électromotrice d'un couple doit avoir pour conséquence une modification de l'effet Peltier au contact des deux métaux de ce couple.

En effet soit $\varpi$ l'effet Peltier au contact de deux corps, et E la force électromotrice du couple fourni par ces deux corps. On a, d'après la formule de sir W. Thomson :

$$\varpi = \frac{T}{J}\frac{\partial E}{\partial T},$$

T représentant la température absolue et J l'équivalent mécanique de la chaleur. Si par l'aimantation, la force électromotrice devient E' et l'effet Peltier $\varpi'$, on devra avoir :

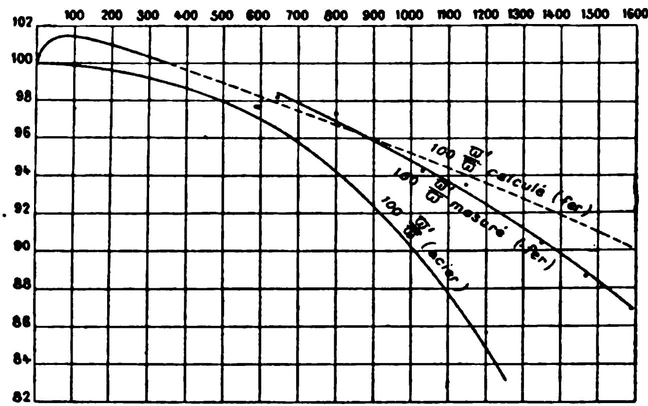
$$\varpi' = \frac{T}{J}\frac{\partial E'}{\partial T}$$

d'où

$$(5) \qquad \varpi' - \varpi = \frac{T}{J}\frac{\partial}{\partial T}(E' - E).$$



Fig. 4.




J'ai calculé d'après la formule (5) et les valeurs de $\varpi$ données par les physiciens, les valeurs de $\frac{\varpi'}{\varpi}$ pour la soudure acier-cuivre et la soudure fer-cuivre. Elles sont représentées par les courbes de la (*fig.* 4). La partie en pointillé de la courbe du fer correspond à une extrapolation de la formule (1).

J'ai voulu m'assurer que cette extrapolation était légitime. A cet effet, j'ai mesuré directement le quotient $\frac{\varpi'}{\varpi}$ pour une soudure fer-cuivre. Le principe de la méthode employée pour cette mesure consiste à produire l'effet Peltier qu'on étudie au contact d'une des faces d'une pile thermo électrique très sensible, et à équilibrer son action par un échauffement produit sur l'autre face à l'aide d'un courant variable à volonté et traversant une résistance constante. C'est donc une méthode de zéro.

Elle m'a donné les résultats consignés au tableau suivant :

| H | 645 | 800 | 1035 | 1150 | 1350 | 1470 | 1590 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\frac{\varpi'}{\varpi}$ | 0,981 | 0,973 | 0,943 | 0,935 | 0,904 | 0,887 | 0,869. |

Ces résultats sont reportés sur la figure 4. On voit qu'ils justifient, au moins jusqu'à H = 1100, l'extrapolation que nous avions faite, et par là même ils rendent certain ce qui n'était que probable d'après les expériences du § I, à savoir que la force électromotrice du couple fer-cuivre doit diminuer quand on le place dans un champ supérieur à 350.

IV. — Comme la force électromotrice et l'effet Peltier, l'effet Thomson doit subir, dans les corps magnétiques, le contre-coup de l'aimantation. Il est relié en effet à la force électromotrice par la relation :

$$\sigma = - T \frac{\partial^2 E}{\partial T^2}.$$

Si donc E prend la valeur E', $\sigma$ doit devenir $\sigma'$ tel qu'on ait :

$$(6) \qquad \sigma' - \sigma = - T \frac{\partial^2}{\partial T^2} (E' - E).$$

On trouve ainsi, en utilisant la valeur de E' — E trouvée plus haut, pour le fer doux :

$$(7) \quad \sigma' = - (273 + T) \times 0,0430 + 10^{-7} \times 1,016\,(273 + T) \frac{H\,(350 - H)}{1 + 0,0428H}$$

et pour l'acier doux :

$$(8) \quad \sigma' = -(273+T) \times 0,0306 + 10^{-7}(273+T)[0,0582+0,000296T] \frac{H^2}{1-0,000289H}.$$

T représente, dans les équations (7) et (8) la température centigrade.

Les variations de $\sigma$ définies par ces équations sont tellement petites qu'il est aisé de comprendre qu'elles aient échappé aux recherches expérimentales de Trowbridge et Penrose et à celles de Battelli.

Mais il y a lieu de considérer, pour les métaux magnétiques, une autre sorte d'effet Thomson ; elle correspond, non pas, comme la précédente, à des différences de température entre les différentes tranches, mais à des différences d'aimantation entre les différents points d'un corps magnétique dont la température est uniforme. Ce second effet peut être défini à l'aide d'un coefficient $\lambda$ tel que, $dh$ étant la force électromotrice entre deux points à la même température, où les champs diffèrent de $d$H, on ait:

$$dh = \lambda d\mathrm{H}.$$

Or, on arrive assez aisément à exprimer ce coefficient $\lambda$ à l'aide des variations de force électromotrice que nous avons constatées précédemment. La relation entre ces deux grandeurs est:

$$\lambda = -\mathrm{T}\frac{\partial^2(\mathrm{E}-\mathrm{E}')}{\partial\mathrm{H}\partial\mathrm{T}}. \tag{9}$$

Mais avant d'utiliser cette équation je montrerai par quel raisonnement simple on peut se rendre compte de l'existence de l'effet Thomson dont nous nous occupons.

Considérons un circuit formé par du fer, ou tout autre métal magnétique et un conducteur non magnétique, du cuivre par exemple. Supposons toutes ses parties à la même température, et les deux soudures fer-cuivre infiniment éloignées. La force électromotrice du système F | C + C | F est nulle. Mais si on place un aimant au voisinage d'une des soudures, la différence de potentiel F | C correspondante se modifiera par suite de l'aimantation du fer, tandis qu'elle gardera, à l'autre soudure, la même valeur. Le système devrait donc fonctionner comme pile, ce qui est impossible, puisqu'il n'y a aucune absorption permanente d'énergie. Il est donc nécessaire que la variation de potentiel qui se produit à l'une des soudures du fait de l'aimantation ait, du même fait, une compensation dans le reste du circuit. Cette compensation se fait nécessairement dans les parties magnétiques, et l'on doit admettre qu'elle consiste en une variation continue du potentiel entre les tranches inégalement aimantées.

J'ai cherché, comme on fait toujours en pareil cas, à caractériser ces variations continues de potentiel par des dégagements ou des absorptions de chaleur, et je crois y avoir réussi à l'aide d'un dispositif expérimental dont je supprime ici la description. J'ai trouvé que, dans le fer aimanté transversalement, il y avait dégagement de chaleur quand le courant passe des régions neutres aux régions aimantées, et absorption quand il chemine en sens inverse. Autrement dit, $\lambda$ est négatif pour le fer aimanté transversalement.

L'équation (9) permet de compléter ces résultats pour l'acier et le fer aimantés longitudinalement. On trouve ainsi que $\lambda$ est négatif pour l'acier ; il est négatif dans le fer pour des valeurs du champ supérieures à 70 et positif pour les champs plus faibles. De la connaissance du signe de $\lambda$, on peut tirer les propositions suivantes :

1° Soit un fil de fer doux faisant partie d'un circuit placé dans un champ non uniforme et qui l'aimante longitudinalement. Si on chauffe un de ses points dans une région où le champ est supérieur à 70 CGS, il se produit un courant allant à travers la partie chaude dans le sens où le champ va en décroissant ;

2° Si le champ est inférieur à 70 au point chauffé, le courant ira à travers la partie chaude dans le sens où le champ croît ;

3° Si le fer est aimanté transversalement, le courant ira à travers la partie chaude dans le sens où le champ décroît ;

4° S'il s'agit d'un fil d'acier doux aimanté longitudinalement, le courant ira à travers la partie chaude dans le sens où le champ décroît.

Ce qui me paraît se dégager surtout de ces résultats, c'est qu'il n'y a pas, comme le pensait sir W. Thomson, une différence essentielle entre l'aimantation longitudinale et l'aimantation transversale, celle-ci produisant toujours des effets contraires à celle-là. J'ai déjà dit plus haut que les deux modes d'aimantation modifient dans le même sens la force électromotrice du couple acier-cuivre, et M. Grimaldi a fait sur le bismuth des constatations analogues.

Il me paraît donc difficile, au moins jusqu'à nouvel ordre, de relier les effets que nous venons d'observer à ceux que produisent la traction ou la torsion.

---

## MESURE DIRECTE DES FORCES ÉLECTROMOTRICES, EN UNITÉS ABSOLUES ÉLECTROMAGNÉTIQUES ;

Par M. C. LIMB.

---

### PRINCIPE DE LA MÉTHODE.

Le plus souvent, on mesure une force électromotrice en évaluant d'abord une résistance R, puis une intensité de courant I. Si la chute de potentiel RI équilibre la force électromotrice inconnue $x$, on a, en effet :

$$x = \mathrm{RI}.$$

Dans un travail publié récemment ([1]), j'ai exposé une méthode permettant de comparer *directement* la force électromotrice inconnue à une force électromotrice d'induction, dans un cas où celle-ci est *calculable*. On évite ainsi la mesure préalable de R, en valeur absolue, et l'emploi d'un galvanomètre ou d'un électrodynamomètre absolus. J'ai choisi comme force électromotrice calculable celle qu'engendre, dans le circuit d'une bobine indéfinie, un aimant permanent intérieur, tournant autour d'une ligne perpendiculaire à la fois à son axe magnétique et à celui de la bobine.

En désignant par M le moment magnétique de l'aimant, par $H_a$ le champ magnétique uniforme que créerait le courant unité circulant à travers les spires de la bobine, par $\omega$ la vitesse angulaire de rotation, il est aisé de voir que la force électromotrice *rigoureusement sinusoïdale* induite a pour valeur maximum :

$$E_{max} = \mathrm{MH}_a\omega = \mathrm{MH}_a.2\pi\mathrm{N}_1$$

en désignant par $N_1$ le nombre de tours effectués par seconde.

On obtient $N_1$ par l'enregistrement simultané des tours successifs de l'aimant et d'un pendule à secondes, la vitesse étant maintenue constante au moyen d'un tachymètre électrique spécial.

M est déterminé par la méthode de Gauss.

Si la bobine était rigoureusement indéfinie, le champ à l'intérieur serait uniforme et aurait pour valeur $4\pi n_1$, pour l'unité de courant.

---

([1]) Thèses de doctorat. — Imprimerie Gauthier-Villars et fils, 1895.

Pratiquement il faut introduire une correction d'autant plus faible que le rapport $\frac{r}{l}$ de son rayon à la demi-longueur de la bobine est lui-même plus petit. Il faut de plus tenir compte du fait que les pôles de l'aimant se trouvent hors de l'axe au moment du maximum de la force électro-motrice. On calcule aisément ces deux corrections en supposant réduites à leurs centres les faces polaires terminales de la bobine, dont l'intensité magnétique pour le courant unité est $\mu = n_1 S$, S désignant la surface d'une spire $\pi r^2$. On trouve, $a$ désignant la demi-distance des pôles de l'aimant :

$$H_a = 4\pi n_1 \left[1 - \frac{1}{2}\frac{r^2}{l^2}\left(1 + \frac{a^2}{l^2}\right)^{-\frac{3}{2}}\right].$$

La comparaison de cette force électromotrice induite avec celle qu'il s'agit d'évaluer pourrait être effectuée directement ; mais alors il faudrait faire croître la vitesse jusqu'à ce que la compensation fût produite. J'ai trouvé plus commode de *comparer* les deux forces électromotrices au moyen d'un potentiomètre que j'ai établi sur le principe du potentiomètre de Clark. Si $l_1$ et $l_2$ désignent les longueurs du fil potentiométrique qui correspondent à l'équilibre des forces électromotrices $x$, et $E_{max}$, on a :

$$x = H_a . M . 2\pi N_1 . \frac{l_1}{l_2}.$$

L'équilibre est constaté au moyen d'un électromètre capillaire de M. Lippmann.

### DESCRIPTION DES APPAREILS.

Le dispositif que j'ai employé comprend (*fig.* 1) une bobine B à l'intérieur de laquelle on peut faire tourner un aimant A supporté par une fourche F solidaire d'une plate-forme P, dont est muni un trépied en chêne T très stable, malgré son élévation. La bobine est maintenue par des butées fixées à la plate-forme P, et le cadre C qui termine un trépied $t$ fixé au premier. L'un des côtés du cadre peut être à volonté enlevé ou maintenu en place au moyen de chevilles, de façon qu'il soit commode d'installer la bobine ou de la retirer. La pièce de chêne DD qui tient la fourche est assujettie dans les pla-

teaux P et $p$ au moyen de clavettes en bois, et porte deux entailles

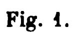


Fig. 1.

qui livrent passage à la courroie motrice. On voit sur la droite de

la figure : l'électromètre, le potentiomètre, l'enregistreur de vitesse, le pendule, et, dans le fond, les éléments du tachymètre.

Bobine. — La carcasse de la bobine est formée d'un tube épais d'ébonite d'environ 10 centimètres de diamètre extérieur, et 67 centimètres de longueur. Un fil de cuivre de 0,3 de millimètre de diamètre, soigneusement isolé, suit la gorge d'une hélice préalablement tracée sur le tour parallèle. Le fil forme une seule couche. Il importe de déterminer avec précision le pas de cette hélice qui est l'inverse de $n_1$, ce qui revient à mesurer celui de la vis du tour, puisque le rapport de ces pas est égal à la raison du train d'engrenages employé. Celui de la vis a été trouvé de 0,498 369 centimètre; il a suffi de tourner un barreau rigide de laiton, en y traçant au moyen de la translation du chariot, une génératrice du cylindre, et une hélice de même pas que celui de la vis, au moyen d'un train de raison 1. Le pas de la bobine, tracé au moyen d'un train de raison 91/1000, est donc de

$$0{,}498\,369\,\frac{91}{1000} = 0{,}045\,351\,6 \text{ cm}.$$

Il résulte de là $n_1 = 22{,}0499$ spires par centimètre.

Aimant. — L'aimant inducteur est formé de soixante-cinq barreaux carrés de 4 millimètres de côté, et de 6 à 8 centimètres de longueur en acier spécial d'Allevard. Ces aimants sont disposés par cinq en treize rangées, et séparés les uns des autres par des bandes d'aluminium de 1 millimètre d'épaisseur. Le faisceau est invariablement fixé dans une monture de ce même métal, qui porte aussi les deux tourillons *venus de fonte*, formant l'axe de rotation. En outre, d'un côté, se trouve fixée la poulie de commande en fibre vulcanisée ; de l'autre, un commutateur en verre qui deux fois par tour, saisit la force électromotrice et la met en communication avec le circuit extérieur, juste au moment de son maximum, au moyen de balais en fine toile de laiton, fixés sur une pièce d'ébonite ; ces balais rencontrent en léchant la surface polie du commutateur, deux étroits contacts également en laiton [1]. Chacun des barreaux repérés a été porté à une température d'environ 850 degrés, trempé à l'huile, puis aimanté entre les pôles d'un puissant électro-aimant de Faraday, modèle

(1) Quoique la durée du contact soit très courte, il faut néanmoins faire subir à la valeur de la force électromotrice induite une très legère correction, facile à calculer.

Ruhmkorff. Ces aimants ont été disposés dans la monture ; puis le faisceau étant reformé, on l'a placé entre deux armatures sphériques en fer doux dans le champ magnétisant de l'électro-aimant.

J'ai mesuré, à chaque série d'expériences, le moment magnétique M par la méthode de Gauss.

Le couple MH, produit par la composante horizontale du champ magnétique terrestre, est directement équilibré par un couple de torsion, dont la constante est déterminée en prenant les précautions que j'ai indiquées précédemment (1). La direction du méridien magnétique est connue exactement au moyen d'un solénoïde parfait ; c'est-à-dire d'une bobine à carcasse d'aluminium sur laquelle on a tracé une hélice destinée à recevoir le fil isolé. On place sensiblement son axe dans le méridien, et on vérifie si la condition est réalisée, en lançant un courant dans un sens convenable. On est assuré que l'axe est rigoureusement dans le plan du méridien, le fil de suspension étant sans torsion, lorsque le spot envoyé par le petit miroir collé sur la bobine, reste immobile sur l'échelle transparente, que le courant passe ou soit interrompu. Il suffit alors de substituer à la bobine l'aimant dont l'axe est perpendiculaire par construction à celui de la bobine.

Le fil de suspension en argent d'un diamètre de 0,5 millimètre, est fixé à sa partie supérieure à un micromètre de torsion. Il est aisé d'empêcher l'aimant de s'orienter, au moyen d'une rotation convenable. Des retournements faciles à imaginer permettent d'éliminer l'influence de toutes les dissymétries et variations possibles. Pour amortir les oscillations de l'aimant, celui-ci était mobile à l'intérieur d'un cylindre de cuivre électrolytique de 25 millimètres d'épaisseur.

Pour la mesure de $\frac{M}{H}$, j'ai employé un magnétomètre dont l'équipage magnétique était formé de deux petits aimants en U dont les pôles de même nom sont en regard sans se toucher. Ce système bien symétrique, ayant un moment aussi grand que possible, relativement à son poids et à sa distance polaire d'environ 1 centimètre seulement, se meut librement à l'intérieur d'un cylindre de cuivre électrolytique de 35 millimètres d'épaisseur, qui amortit presque instantanément les oscillations. La direction du champ terrestre est déterminée à

(1) Sur la détermination du moment du couple de torsion d'une suspension unifilaire : *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, t. CXIV, p. 157, 1892.

l'aide de la bobine dont il a été question plus haut. Les lectures des déviations sont faites à une distance de 3,75 mètres du fil de cocon qui supporte l'équipage dévié. L'aimant est placé successivement à trois distances ; et, pour chacune d'elles, on relève les déviations produites en le plaçant à l'ouest et à l'est (première position de Gauss), au sud et au nord (deuxième position). — On peut voir aisément que la combinaison des résultats obtenus pour les deux positions élimine l'influence du magnétisme induit transversalement dans l'aimant par le champ terrestre. Le calcul de $\frac{M}{H}$ revient à la résolution d'un système de trois équations du premier degré.

Tous les appareils magnétiques étaient installés sur des piliers de maçonnerie placés dans une cave profonde de l'ancien laboratoire des Recherches physiques, de la vieille Sorbonne ; la température se maintenait très constante, et je me trouvais à la fois à l'abri des trépidations et le plus loin possible des masses magnétiques susceptibles d'être déplacées pendant l'expérience.

La valeur de M a peu varié pendant les trois années qu'a duré ce travail ; elle est restée voisine de 3 300 unités C. G. S. Le coefficient de température de l'aimant a été trouvé différent, selon qu'il correspond à une élévation ou à un abaissement de température. J'ai obtenu comme valeurs moyennes, dans le premier cas : $m_1 = 0{,}000\,891$ ; dans le second cas : $m_2 = 0{,}000\,638$.

Mesure de la vitesse angulaire. — La rotation est produite par un moteur électrique à excitation indépendante, et pouvant donner 800 watts, à la vitesse angulaire de 2 000 tours par minute. Une force électromotrice de 10 à 22 volts animait l'induit ; l'inducteur était excité sur 55 volts seulement, bien qu'il fût construit pour pouvoir en supporter 110. Sur l'axe dudit moteur sont calés, d'un côté, la poulie de commande et un volant de 40 kilogrammes, et de l'autre, un commutateur à 5 balais. Ce dernier est employé à constater la constance de la vitesse par la méthode si sensible indiquée par M. Lippmann (1), en la modifiant légèrement dans le but de doubler sa sensibilité. Les très petites irrégularités du moteur sont compensées à l'aide d'un simple *frein à ficelle*, agissant sur une pou-

---

(1) G. Lippmann. Sur une unité de temps absolue. Étalon électrique de temps et chronoscope des variations. *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, t. CIV, p. 1070, 1887.

lie de bronze calée sur l'axe. On obtient la valeur de $N_1$, par l'enregistrement simultané d'un pendule à secondes, et de chacun des tours de l'aimant même (pour éviter toute erreur de la part de la courroie de commande) sur le cylindre de Marey. Dans mes différentes expériences, j'ai produit des vitesses variant de 330 à 830 tours par minute.

Potentiomètre. — La comparaison de la force électromotrice induite avec celle qu'on mesure est faite, comme nous l'avons dit, au moyen d'un potentiomètre établi sur le principe du potentiomètre de Clark; mais dans lequel sont éliminées les diverses causes d'erreur telles que forces électromotrices parasites, variations de résistance avec la température, etc. Il se compose essentiellement (*fig.* 2) de deux cylindres en ébonite de 8 centimètres de diamètre, et 30 centimètres de longueur, sur lesquels sont tracées, à partir du centre, deux hélices à pas contraires, dans la gorge desquelles s'enroule un fil nu en ferro-nickel (3 X) de 0,5 millimètres de diamètre ; le jeu d'une manivelle à chaque cylindre permet le rapprochement ou l'écartement de deux curseurs, qui, par la pression d'un bouton d'ébonite, prennent contact avec le fil potentiométrique. On estime leur écartement, et par suite la longueur du fil intercalé, au moyen d'une graduation tracée sur la tige, et d'un cercle divisé. Quatre éléments Callaud produisent un courant à travers les fils. Le calibrage de l'instrument étant fait une fois pour toutes, il suffit d'équilibrer la force électromotrice inconnue sur l'une des bobines, et la force électromotrice induite sur l'autre. Le rapport des lectures, corrections faites, donne celui des forces électromotrices.

Electromètre. — L'équilibre est constaté au moyen d'un électromètre capillaire de M. Lippmann, accusant une différence de 0,00005 de volt, à réservoir mobile, permettant de régler, avec facilité, la colonne de mercure, et surtout de vider presque complètement le tube, lorsque l'instrument n'est pas en service, ce qui le *conserve indéfiniment* dans le même état.

## RÉSULTATS.

La fig. 3 indique le schéma des connexions.

Les expériences ont porté sur les étalons L. Clark, Gouy et Daniell. Les mesures absolues, sauf pour le Daniell, qu'on remplit à chaque

fois, ont été faites sur un même élément de chaque type. Pour le

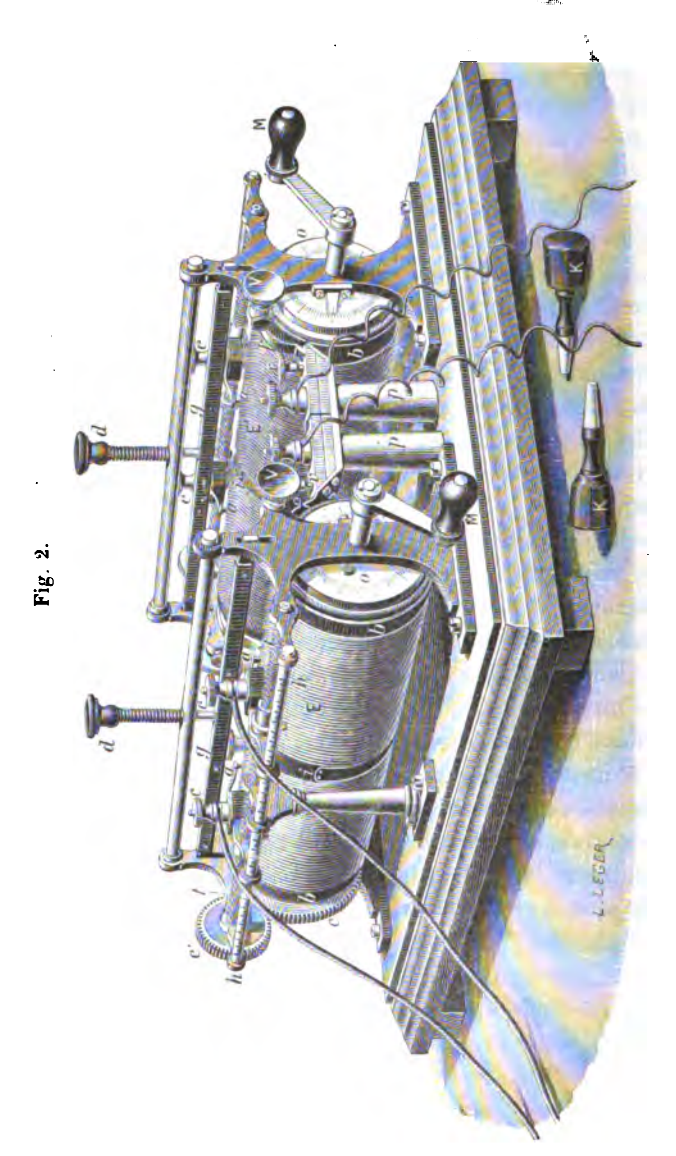


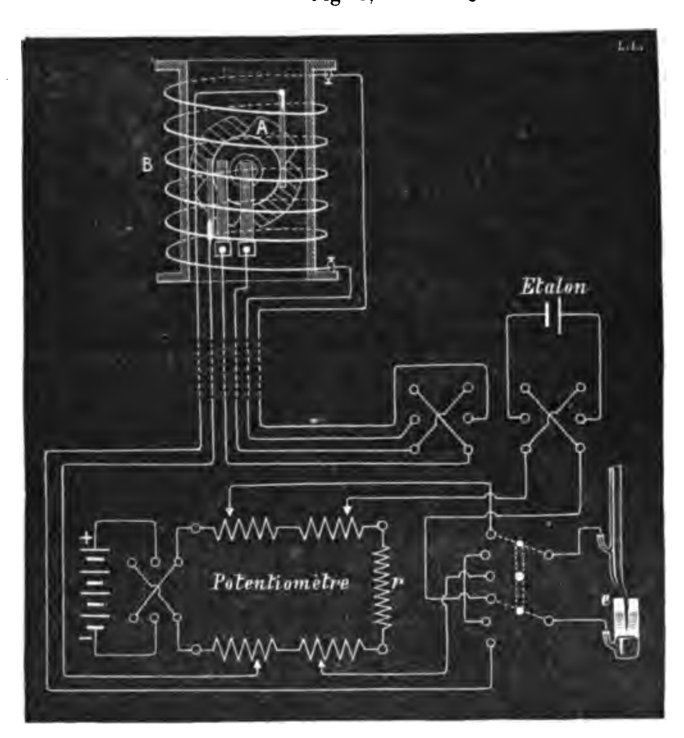
Fig. 2.

Daniell de la forme en U indiquée par le Dr J.-A. Fleming [1], la solu-

[1] J.-A. Fleming, Sur l'emploi de la pile Daniell comme étalon de force électromotrice. *Philos. Mag.*, 5e série, t. XX, p. 126, 1885.

tion de sulfate de zinc a une densité de 1,400 à 15°, celle de sulfate de cuivre étant de 1,100 ; à chaque fois, le cuivre était recouvert d'un dépôt frais produit par électrolyse. Pour l'élément Gouy, je me suis conformé *strictement* aux indications données par l'auteur [1].


Fig 3,




Pour l'étalon Clark, j'ai adopté la forme en H. Le pôle positif est constitué par du mercure recouvert d'une couche de sulfate mercureux ; le pôle négatif, par du mercure sur lequel flotte un morceau de zinc formant amalgamé.

Les divers éléments ont été comparés au moyen du potentiomètre à celui dont la force électromotrice avait été déterminée directement en valeur absolue. Ces expériences m'ont conduit à adopter, pour

---

(1) Gouy, Sur une pile étalon. *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, 16 mars 1887, et *Journal de physique*, 2e série, t. VII, p. 532, 1888.

forces électromotrices en volts *absolus* à 0°, les valeurs suivantes :

| L. Clark | Gouy | Daniell |
|---|---|---|
| 1,453 5 | 1,392 8 | 1,094 3. |

La formule donnée par Lord Rayleigh (1) pour l'élément L. Clark conduit à la valeur 1,4527 volts. Ce nombre, obtenu en déterminant une résistance en valeur absolue, et en mesurant le courant qui la traverse au moyen d'un électrodynamomètre absolu, ne diffère pas de 1/1800 du nombre qui résulte de mes propres déterminations faites par une méthode totalement différente.

---

## REMARQUES SUR LES RELATIONS ENTRE LA CHALEUR LATENTE DE VAPORISATION ET D'AUTRES GRANDEURS PHYSIQUES;

Par M. Edm. van AUBEL.

1. *Loi de Trouton.* — Trouton (2) a énoncé la loi suivante :

*La chaleur latente de vaporisation moléculaire est proportionnelle à la température absolue d'ébullition.*

En désignant par L la chaleur latente de vaporisation, par M le poids moléculaire et par T la température absolue d'ébullition, on a $\frac{ML}{T}$ = Constante.

D'après Linebarger (3) cette loi aurait déjà été découverte par Pictet et van der Waals.

R. Schiff (4), Ostwald (5) Louguinine (6), Linebarger (7), Ramsay et Mlle Marshall (8) ont vérifié cette importante relation, soit au moyen de leurs mesures personnelles, soit en utilisant les résultats des autres.

---

(1) Lord Rayleigh, Sur l'équivalent électro-chimique de l'argent, et sur la force électromotrice absolue des éléments de Clark. *Philos. Trans.*, 1884.

(2) *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XVIII, p. 54, 1884.

(3) *American Journal*, p. 382, mai 1895.

(4) *Liebig's Annalen der Chemie*, t. CCXXXIV, p. 338, 1886.

(5) *Lehrbuch der allgemeinen Chemie*, 2e édition, t. I, p. 335.

(6) *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, t. CXIX, p. 601 et 645, 1894, et t. CXX, p. 556, 1895.

(7) *Loco citato.*

(8) *Société de physique de Londres*, 8 novembre 1895. *Nature* (Londres, 14 novembre 1895, p. 47.

Il existe des substances dont les chaleurs latentes de vaporisation ont été mesurées récemment avec grande exactitude et pour lesquelles on n'a pas cherché à vérifier la loi de Trouton. J'ai cru intéressant de faire ces calculs qui m'ont donné des écarts encore plus grands que les résultats antérieurs, comme le prouve le tableau suivant :

| SUBSTANCE | FORMULE | POIDS moléculaire M | TEMPÉRATURE de la vaporisation | CHALEUR latente de vaporisation L | TEMPÉRATURE absolue d'ébullition T | CONSTANTE de Trouton $\frac{ML}{T}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Peroxyde d'azote........ | $NO_2$ ou $N_2O_4$ | 46 ou 92 | 14-18° C | 93,48(1) | 294,6(2) | 14,59 ou 29,18 |
| Aniline.................. | $C_6H_5.NH_2$ | 93 | — | 93,3(3) | 421,8(4) | 20,5 |
| Anhydride sulfurique.... | $SO_3$ | 80 | 18° | 147,5(5) | 319(6) | 37,0 |
| Diéthylamine............ | $(C_2H_5)_2NH$ | 73 | 58° | 91,0(7) | 330(8) | 20,1 |
| Aldéhyde................ | $C_2H_4O$ | 44 | — | 136,36(9) | 293,8(10) | 20,4 |
| Anhydride acétique...... | $(CH_3CO)_2O$ | 102 | 137° | 66,1(11) | 410,8(12) | 16,41 |
| Chlorure de disulfuryle... | $S_2O_5Cl_2$ | 214,8 | — | 61,2(13) | 412,6(14) | 31,86 |
| Chlorhydrine sulfurique.. | $SO_2(OH)Cl$ | 116,4 | 151° | 109,9(15) | 428,3(16) | 29,87 |

La formule de Trouton ne doit donc être appliquée qu'à des corps d'une même série. Les écarts que l'on observe avec les différents termes de la série des alcools $C_nH_{2n+1}OH$ et des acides gras pourraient s'expliquer par une polymérisation de la molécule (17), mais prouvent qu'il serait souvent imprudent d'utiliser la loi de Trouton pour la détermination approximative des chaleurs latentes de vaporisation. En effet, l'alcool éthylique, par exemple, donne $\frac{ML}{T} = 26,37$ et l'alcool céthylique 22,36; l'acide acétique 13,03 et l'acide butyrique 23,09.

(1) Berthelot et J. Ogier, *Ann. de chim. et de phys.*, 5e série, t. XXX, p. 382, 1883.
(2) Landolt-Bornstein, *Physikalisch. chemische Tabellen*, 2e édition, p. 156, 1894.
(3) P. Petit, *Ann. de chim. et de phys.*, 6e série, t. XVIII, p. 145, 1889.
(4) Troost, *Traité élémentaire de chimie*, p. 832.
(5) Berthelot, *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, t. XC, p. 1510, 1880.
(6) Landolt-Bornstein, *Loco citato*, p. 153.
(7) Nadejdine, *Exner Repertorium der Physik*, t. XX, p. 446, 1884.
(8) Troost, *Loco citato*, p. 787.
(9) Berthelot, *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, t. LXXXII, p. 119, 1876.
(10) Landolt-Bornstein, *Loco citato*, p. 163.
(11) Berthelot, *Ann. de chim. et de phys.*, 5e série, t. XII, p. 529, 1877.
(12) Landolt-Bornstein, *Loco citato*, p. 187.
(13) J. Ogier, *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, t. XCVI, p. 648, 1883.
(14) Landolt-Bornstein, *Loco citato*, p. 153.
(15) J. Ogier, *Loco citato*, p. 646.
(16) Landolt-Bornstein, *Loco citato*, p. 154.
(17) Voir notamment le mémoire de Linebarger, *loco citato*.

2. *Loi d'Obach.* — Obach [1] a énoncé la loi suivante :

*La chaleur latente de vaporisation* L *est proportionnelle à la constante diélectrique* D *pour les corps d'une même série.*

Pour démontrer cette loi, ce savant a utilisé les valeurs de constantes diélectriques déterminées par Tereschin, les chaleurs de vaporisation trouvées par Favre et Silbermann, par Schiff ou calculées d'après la loi de Trouton.

Depuis lors, de nouvelles déterminations très exactes de constantes diélectriques ont été faites. A. Franke [2] a mesuré notamment cette grandeur physique pour l'acide butyrique et Charles B. Thwing [3] a étudié avec le plus grand soin plusieurs acides de la série grasse.

Ayant eu à exposer ces questions dans mon cours, j'ai vérifié la loi d'Obach pour les acides de la série grasse qui présentent un intérêt particulier.

Le tableau suivant contient les résultats de mes calculs :

| ACIDE | TEMPÉRATURE de la vaporisation | CHALEUR LATENTE de vaporisation L | CONSTANTE diélectrique K | $\frac{L}{K}$ |
|---|---|---|---|---|
| Formique... | 100° | 103,7 (Berthelot et J. Ogier[4]) | 62,0 (Charles B. Thwing) | 1,67 |
| Acétique... | 118° | 84,9 (Berthelot et J. Ogier[5]) | 10,30 (Charles B. Thwing) | 8,24 |
| Butyrique... | 164° | 114,0 (C. Schall[6]) | 3,0 (A. Frank) | 36,3 |
| | 164° | 114,7 (Nadejdine[7]) | 3,16 (Charles B. Thwing) | (Nadedjdine et Charles B. Thwing) |
| Valérique... | 175° | 103,52 (Favre et Silbermann[8]) | 3,06 (Charles B. Thwing) | 33,83 |

La dernière colonne montre que la loi d'Obach, à laquelle satisfait la série des alcools $C_nH_{2n+1}OH$, ne se vérifie en aucune façon pour les acides gras.

---

(1) Obach, *Phylosophical Magazine*, 5e série, t. XXXII, p. 113, 1891. Voir aussi à ce sujet : Hans Jahn, *Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. XI, p. 787, 1893.

(2) A. Franke, *Ann. der Phys. und chemie*, t. L, p. 172, 1893.

(3) Charles B. Thwing, *Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. XIV, p. 293, 1894.

(4) Berthelot et J. Ogier, *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, t. XC, p. 1510, 1880.

(5) Berthelot et J. Ogier, *Ann. de chim. et de phys.*, 5e série, t. XXX, p. 400, 1883.

(6) C. Schall, *Berichte der deutschen chemischen Gesellschaft*, Berlin, t. XVII, p. 2199, 1884.

(7) Nadejdine, *Exner Repertorium der Physik.*, p. 446, 1894.

(8) Favre et Silbermann, *Ann. de chim. et de phys.* 3e série, t. XXXVII, p. 461, 1853.

## APPAREIL UNIVERSEL POUR LES MESURES DE RÉFRACTION ET DE DISPERSION;

Par M. C. PULFRICH.

Cet appareil est une nouvelle forme du réfractomètre que j'ai décrit précédemment (1). Il est en principe fondé sur l'emploi d'un prisme rectangle, en verre très réfringent, dont la face supérieure, placée horizontalement, reçoit l'objet à étudier, tandis qu'à travers la face adjacente placée verticalement, on observe la courbe limite de la lumière pénétrant dans l'objet sous l'incidence rasante. Au moyen d'une lunette et d'un cercle divisé, on mesure l'angle $i$ sous lequel le rayon limite émerge de la face verticale du prisme. Ensuite à l'aide de la formule

$$n = \sqrt{N^2 - \sin^2 i},$$

N étant l'indice connu du prisme, il est aisé de calculer l'indice $n$ de la substance pour la lumière du sodium employée : il est plus commode encore de se servir de tables dressées à l'avance.

Pour recevoir les liquides, on mastique sur le prisme un tube de verre (*fig.* 1). Comme le montre la figure, l'arête antérieure du prisme est abattue, de manière que la lumière rasante puisse passer au-dessus du masticage.

Les corps solides (*fig.* 2) doivent présenter deux surfaces I et II sensiblement perpendiculaires entre elles : la surface I doit être parfaitement plane et polie ; quant à la surface II, il suffit qu'elle soit assez travaillée pour laisser passer la lumière incidente.

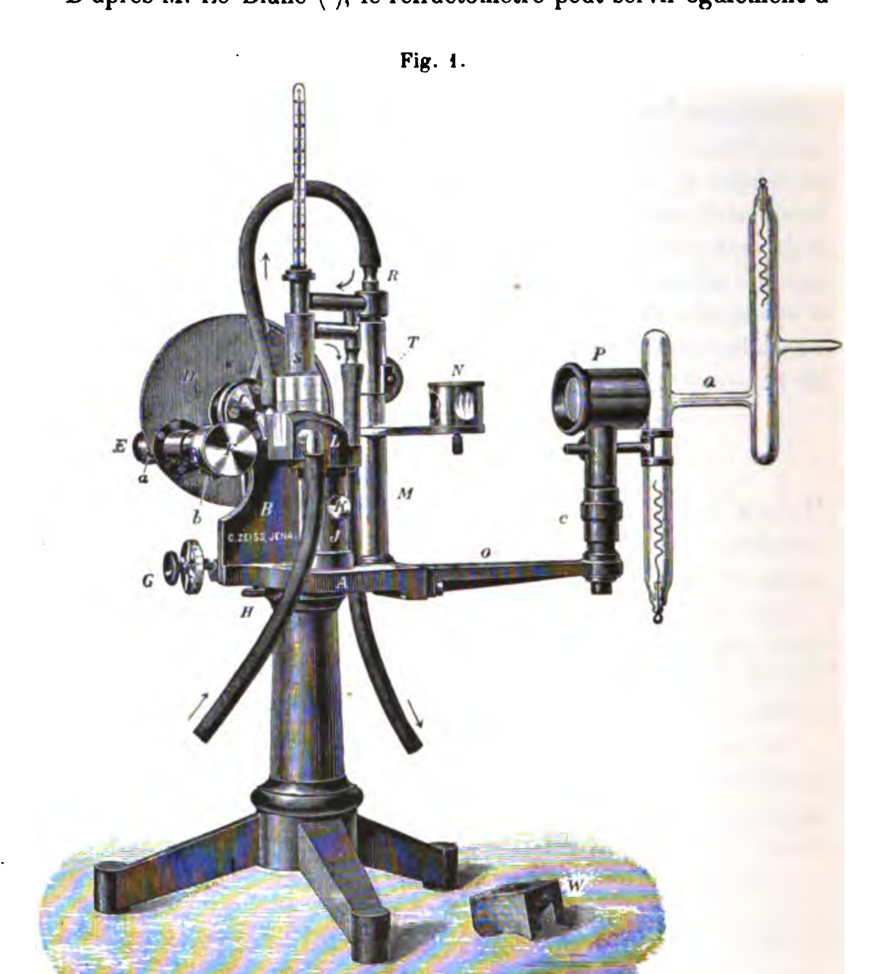
D'après la méthode employée, l'étendue de la surface II est indifférente. Les corps soumis à l'expérience peuvent avoir une épaisseur quelconque, depuis la plus grande jusqu'à celle d'une lamelle couvre-objets ($0^{mm},15$). Mais l'arête commune aux deux surfaces I et II doit être tout à fait vive. Le procédé le plus simple pour réaliser cette condition consiste à user la face II simultanément sur deux échantillons accolés et mastiqués par leurs faces I. Entre la surface du

(1) PULFRICH. Das Totabreflektometer und das Refraktometer für Chemiker, cet Leipzig, 1890. Voir *Journal de physique*, 2e série, t. VI, p. 243.

prisme et celle de l'échantillon, on introduit une mince couche d'un liquide, dont l'indice soit plus grand que l'indice *n* de l'échantillon.

D'après M. Le Blanc [1], le réfractomètre peut servir également à

Fig. 1.




mesurer les indices des corps solides pulvérisés (verres, etc.), en immergeant la poudre dans un liquide de même indice.

Sous sa forme primitive, l'appareil se prêtait seulement à la déter-

[1] Zeitsch. für physik. Chemie, 1892, p. 433.

mination de l'indice $n_D$ des liquides à la température ambiante. La forme nouvelle est susceptible d'un emploi beaucoup plus étendu et permet d'effectuer presque toutes les mesures de réfraction et de dispersion notamment :

1° Détermination de l'indice $n_D$ et de la dispersion (différence entre les indices pour les raies C, D, F, G' de Frauenhofer) dans tous les corps transparents, liquides ou solides tant monoréfringents que biréfringents ;

Fig. 2.

2° Étude des liquides aux hautes températures et, par suite, des corps qui ne prennent l'état liquide qu'aux températures élevées ;

3° Détermination des différences de réfraction et de dispersion entre des corps solides ou liquides dont les propriétés optiques sont voisines (l'appareil fonctionne alors comme un réfractomètre différentiel).

La construction des diverses pièces auxiliaires, destinées à ces usages, tend à simplifier autant que possible les observations et le calcul. A cet effet, toutes les pièces occupent une position invariable, réglée une fois pour toutes, de manière que l'appareil est toujours prêt à servir. Les coefficients de dispersion et autres valeurs différentielles se calculent tout comme l'indice $n_D$, à partir des données mêmes de l'expérience, sans logarithmes, au moyen de tables appropriées.

Quant à la précision que permet d'atteindre cet appareil, elle est celle qu'on exige ordinairement dans les mesures spectrométriques ; il donne l'indice à l'unité près du quatrième ordre décimal et la dispersion ainsi que les autres mesures différentielles à 1 ou 2 unités près du cinquième ordre.

Pour faire servir l'instrument aux mesures effectuées aux températures élevées, on s'est attaché, en premier lieu, à obtenir un système de chauffage commode, permettant de maintenir le liquide et le prisme à une température constante pendant un temps quelconque.

Les pièces accessoires sont les suivantes :

1° Un nouveau système d'éclairement, qui permet d'employer la lumière du sodium, celle d'un tube de Geissler à hydrogène, et aussi de passer rapidement de l'une à l'autre — une disposition micromé-

trique, permettant de déterminer la dispersion par un calcul rationnel ([1]).

La lumière du sodium se réfléchit sur le prisme à réflexion totale L ; sur l'une des faces de ce prisme est collée une lentille-collimateur ; de cette manière la flamme peut être placée derrière l'appareil vis-à-vis le prisme N (et non comme auparavant à gauche de l'instrument). La lumière de l'hydrogène, produite par le tube de Geissler Q, traverse la lentille P ; les rayons sortant sur toute la section du tube sont rassemblés dans une image réelle et agrandie de cette section, sur le prisme du réfractomètre. La lentille P peut être déplacée verticalement au moyen de la pièce C, ce qui fournit un réglage délicat de l'éclairement. Dans la partie supérieure du cône de rayons, entre le collecteur P et le prisme, s'intercale un diaphragme à charnière, fixé au collecteur (ce diaphragme n'est pas représenté sur la fig. 3), pour éviter la superposition des bandes de l'hydrogène (ce qui est particulièrement important pour les bandes violettes); chaque bande est alors réduite à une zone très étroite au voisinage immédiat de la courbe limite. On a vite fait d'échanger les deux lumières en déplaçant légèrement le prisme N : il suffit de faire tourner le support de N autour de la colonne M.

Le système micrométrique comprend le coussinet H, la vis micrométrique G, avec index et tambour divisés. La distance angulaire des deux courbes limites se lit directement en degrés et minutes à 0'1, tandis que la lecture directe sur le cercle divisé donne seulement la minute ;

2° Un nouveau système de chauffage spécial, qui, par une manipulation aussi simple que possible, permet d'étudier avec précision les liquides jusqu'à 100° C et au delà.

L'échauffement est produit par un courant d'eau à température constante, suivant le chemin indiqué sur la fig. 3 par les flèches, ou bien par de la vapeur d'eau ou d'autres liquides. Dans beaucoup de cas, il suffit d'employer un réservoir d'eau chaude, placé un peu plus haut. Si non, on aura recours au dispositif spécial.

Le prisme prend part à l'échauffement. Il est entouré sur trois côtés d'une double enveloppe de bois, dans laquelle circule le courant d'eau chaude, avant d'arriver dans les pièces supérieures, spécialement

---

([1]) Cf. Pulfrich. Détermination de la dispersion par la méthode de la réflexion totale et des mesures micrométriques. *Zeits. fur Inst. Kunde*, 13, p. 267, 1893.

destinées au chauffage du liquide. On tient compte de la variation de l'indice du prisme avec la température en se servant d'une table de correction.

Le liquide est chauffé dans l'intérieur même du tube de verre. A cet effet, on y fait plonger un vase d'argent S porté par la colonne M et qui peut se déplacer verticalement à l'aide d'une roue dentée et d'une crémaillère T.

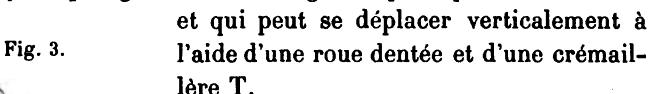
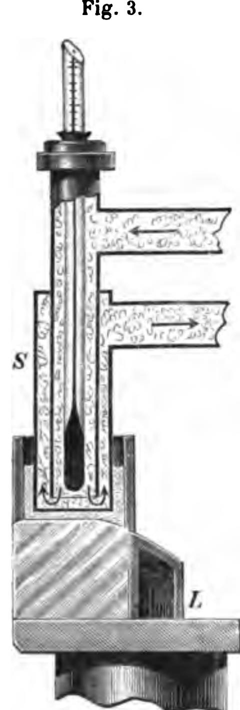


Fig. 3.




La figure 3 donne une coupe de la pièce S. Grâce au tube central, ouvert par le bas, et qui descend jusqu'au voisinage du fond, le courant d'eau chaude passe tout contre ce fond. Comme d'ailleurs, il est possible d'approcher le fond de S de la surface du prisme, jusqu'à une fraction de millimètre, il est clair qu'on a, de prime abord, une certaine garantie, pour que le thermomètre indique la température du liquide.

Fig. 4.

Pour garantir le liquide des pertes de chaleur dues au rayonnement, on pose sur le tube un morceau de bois W (*fig.* 1), percé d'un trou cylindrique et d'une petite fenêtre pour l'entrée de la lumière. Employée de la même manière dans les expériences faites à la température ambiante (en se servant au besoin d'un courant d'eau des conduites), cette enveloppe protège le liquide contre un échauffement irrégulier, dû à l'influence des corps voisins. Enfin cette pièce W sert encore à éliminer la lumière étrangère.

L'appareil de chauffage peut être fixé à demeure sur le réfracto-

mètre. Après l'expérience, la partie qui est reliée avec S est mise de côté par une simple rotation autour de M;

3° Un nouveau récipient, à liquide construit sur les indications de M. le prof. Ostwald, lequel permet d'étudier simultanément deux liquides et de déterminer directement leurs différences de réfraction et de dispersion.

Une cloison de verre noir, parallèle au plan du cercle divisé, passe par le milieu du tube de verre; la cavité primitive est ainsi divisée en deux autres parfaitement séparées : dans l'une, on peut mettre le liquide normal (un dissolvant pur, par exemple), dans l'autre, le liquide (une dissolution) qu'on veut lui comparer. Grâce à cette disposition, la mesure est affranchie complètement de l'influence de la température (pour éviter les échauffements irréguliers, on place une lame de verre devant la flamme), et la détermination des différences de réfraction et de dispersion entre deux liquides se réduit à la mesure, par le micromètre, de la distance angulaire des deux lignes limites, visibles simultanément dans le champ de la lunette.

Pour les mesures différentielles sur les corps solides, il n'y a pas besoin de prisme spécial. Les deux échantillons à comparer sont accolés par deux faces planes et traités ensuite comme un échantillon unique; il faut veiller seulement à ce que les faces I et II à polir soient perpendiculaires au plan de séparation, au moins approximativement.

Dans les deux cas, les mesures différentielles sont facilitées par un diaphragme placé sur l'objectif, et qui peut masquer alternativement la moitié droite et la moitié gauche de l'objectif (voir plus bas B).

Relativement à son emploi dans les limites actuelles de ses applications (détermination de $n_D$), l'appareil primitif n'a pas subi de modifications essentielles.

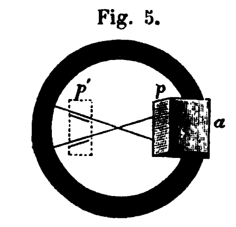
A signaler cependant, comme nouveau, outre le changement de position de la flamme au sodium :

A. Une pièce accessoire fixée à demeure sur l'oculaire de la lunette et permettant de trouver rapidement et commodément la position du zéro de la lunette (vérification de la position du vernier sur le cercle gradué).

Un petit prisme à réflexion totale $p$ est placé entre l'oculaire et le réticule; il recouvre une partie des fils (qui se croisent sous un angle de 45°, non de 90°), mais laisse complètement libre la plus grande partie du champ, en particulier le point de croisement des fils pour

l'observation directe et le pointé des courbes limites. Le système est éclairé par une source placée en face de la petite fenêtre *a* (*fig.* 5), à droite de l'observateur. On est ramené ainsi à chercher l'image par réflexion des fils en cherchant l'image brillante, facile à trouver, de la petite fenêtre, produite par réflexion sur le prisme *p* ;

Fig. 5.




B. Un diaphragme à ouverture elliptique placé devant le milieu de l'objectif destiné à éliminer la lumière accessoire réfléchie par le biseau supérieur du prisme.

En tournant le volet à l'extrémité de la lunette, du côté de l'objectif, on peut amener l'ouverture de ce diaphragme, ainsi que les deux autres indiquées (voir 3°) ci-dessus, vis-à-vis le centre de l'objectif. De même l'objectif peut être masqué et protégé ainsi contre la poussière ou contre les détériorations possibles.

---

## ÉCOULEMENT DES GAZ A TRAVERS UNE FICELLE ;

Par M. Jules GAL.

Soit, sur la cuve à mercure, une éprouvette pleine. Une ficelle pourvue d'un flotteur s'y engage et sort à l'extérieur. L'éprouvette se remplit d'air qui passe entre la ficelle-siphon et le mercure.

L'air rentre encore alors même que la ficelle n'émerge pas, pourvu que la cuve soit rugueuse, et que, sous l'éprouvette, la ficelle en touche le fond. Bien plus, avec une cuve poreuse (en bois ou en terre) la rentrée d'air a lieu, quoique bien ralentie si on recouvre d'eau la surface du mercure.

On peut opérer avec des gaz autres que l'air et avec des mélanges logés dans une éprouvette A ; une ficelle lestée va de A à une autre éprouvette B pleine de mercure. Un mélange d'hydrogène et d'oxygène passe sans être absorbé et sans changer de composition. Certains gaz, par exemple, l'ammoniaque et l'anhydride sulfureux sont absorbés partiellement par la ficelle. Donc, si on les loge en A mélangés à de l'hydrogène, le mélange recueilli en B sera appauvri, mais l'absorption que la ficelle a produite ne me paraît pas suffisante à expliquer la variation de composition mesurée.

L'écoulement des gaz se fait encore avec des fils de soie, des fils de fer rouillés, etc.; il ne se produit pas avec des fils de platine, des fils de fer brillants ou avec des substances mouillées par le mercure.

Les liquides s'écoulent comme les gaz mais moins vite. Une dissolution de sucre ou de sel passe sans altération. L'alcool ordinaire diminue très légèrement de degré. Une dissolution ammoniacale s'appauvrit beaucoup.

Les phénomènes précédents me paraissent ne pas être, dans tous les cas, un simple siphonnement compliqué d'absorption. De nouvelles expériences sont indispensables pour élucider la question.

---

N.-C. DUNER. — On the periodic changes of the variable star Z Herculis (Sur les changements périodiques de l'étoile variable Z d'Hercule). *The astrophysical Journal*, t. I, p. 285, 1895.

On explique complètement les apparences offertes par l'étoile Z d'Hercule en admettant qu'elle est formée de deux étoiles de même masse dont l'une a un éclat double de l'autre. Ces étoiles décrivent autour de leur centre de gravité, en $3^j 23^h 48^m 30^s$, une ellipse dont le demi grand axe est égal à six fois leur diamètre, et dont le plan passe par le soleil.

E. Bouty.

C. EASTON. — On the distribution of the stars and the distance of the milky way in Aquila and Cygnus (Sur la distribution des étoiles et la distance de la voie lactée dans l'Aigle et dans le Cygne). *The astrophysical Journal*, t. I, p. 216, 1895.

Des comparaisons minutieuses de l'éclat moyen de la voie lactée avec le nombre d'étoiles de la 9$^e$ à la 10$^e$ grandeur qui s'y trouvent renfermées d'après les cartes et les catalogues, ont été réalisées par l'auteur pour les régions comprises dans les constellations de l'Aigle et du Cygne. Ces comparaisons conduisent régulièrement à une proportionnalité approchée.

L'auteur en conclut que les très petites étoiles auxquelles la voie lactée doit presque exclusivement son éclat appartiennent réellement aux mêmes groupes que les étoiles de la 9$^e$ à la 10$^e$ grandeur que nous parvenons à y démêler. La faiblesse relative de ces astres ne tiendrait donc pas à leur éloignement excessif. Leur distance

moyenne à notre système solaire ne serait pas supérieure à celle des étoiles cataloguées voisines. E. Bouty.

J. WILCZYNSKI. — Schmidt's theory of the sun (Théorie du soleil, de Schmidt). *The astrophysical Journal*, t. I, p. 112, 1895.

On sait qu'un rayon émis horizontalement en un point de l'atmosphère terrestre voisin du sol éprouve, en vertu des réfractions atmosphériques, un changement continu de direction, de telle sorte que la courbure de ce rayon est normalement le septième environ de la courbure de la terre.

Concevons maintenant un astre dont le rayon serait égal à sept rayons terrestres et supposons-le pourvu d'une atmosphère identique à la nôtre, ou tout au moins telle que l'indice de réfraction y varie, avec la hauteur, d'après la même loi. Un rayon émis horizontalement aurait alors, en vertu des réfractions, une courbure égale à celle de l'astre et par conséquent reviendrait au point de départ après avoir décrit un grand cercle.

Sur un astre encore plus grand, la courbure d'un rayon émis horizontalement dépasserait celle de l'astre; ce rayon serait rabattu vers le sol. Ce n'est qu'à partir d'une certaine inclinaison de bas en haut que le rayon pourrait s'élever au-dessus de la couche sphérique dont il émane. A une hauteur suffisante au-dessus du sol, un rayon émis horizontalement décrirait un grand cercle. Plus haut encore, les circonstances de la réfraction atmosphérique deviendraient analogues à celles qui se trouvent réalisées à la surface de la terre.

Un observateur placé sur un tel astre jouirait d'un singulier spectacle. S'il regarde horizontalement, il apercevra un point voisin du sol, et à mesure qu'il élèvera ses regards, des points du sol de plus en plus éloignés, comme si la surface de l'astre était concave. Élevant toujours les yeux, il finira par voir les antipodes, puis ses propres pieds, par un rayon qui aura fait tout le tour de l'astre; d'autres rayons faisant plusieurs tours avant de lui parvenir lui montreront, dans une zone étroite, de nouvelles images des objets terrestres de plus en plus déformées et empiétant les unes sur les autres.

Le ciel sera visible du zénith au nadir dans une certaine étendue angulaire autour de la verticale, et il y aura aussi des images célestes multiples dans la zone intermédiaire qui confine aux images d'objets terrestres.

Bien entendu, si l'on tient compte de l'absorption, les rayons seront très affaiblis dès qu'ils auront parcouru une étendue suffisante dans l'atmosphère. En particulier, les rayons qui donnent des images multiples seront totalement éteints, et la zone angulaire correspondante paraîtra noire.

Des phénomènes aussi curieusement complexes s'offriraient à un observateur regardant l'astre, mais placé en dehors de son atmosphère. Nous ne nous y arrêterons que pour rechercher, avec l'auteur, quelle serait l'apparence d'un astre entièrement gazeux, pour un observateur aussi éloigné de cet astre que la terre l'est du soleil.

Nous supposons l'astre très grand, la densité du gaz considérable en son centre et sa température très élevée. L'intensité de la lumière émise, l'indice de réfraction décroissent continuement avec la densité du gaz, à mesure qu'on s'éloigne du centre, suivant une loi d'ailleurs inconnue. Nous admettrons que la réfraction d'un rayon horizontal suivant un grand cercle se produit dans une couche de rayon R.

Les rayons émis par les diverses couches de l'astre et parvenant à l'œil de l'observateur, que nous supposons toujours très éloigné, lui arrivent sensiblement parallèles ; mais, en vertu des réfractions, ils ont été émis sous des directions fort différentes. Le diamètre apparent d'une couche quelconque sera donc plus ou moins différent de son diamètre apparent *géométrique*, et il pourra arriver que les diamètres apparents de deux couches de rayon réel très différent coïncident pour notre observateur. S'il en est ainsi, l'intensité apparente de la lumière émise décroîtra brusquement au-delà de ce diamètre apparent critique, et l'astre gazeux incandescent, dont l'éclat intrinsèque est supposé varier d'une manière continue, pourra paraître limité par un contour aussi net que s'il était formé d'une masse en fusion. Ce sont justement là les circonstances que M. Schmidt (1) et après lui, M. Wilczynski supposent réalisées par le soleil.

Cette théorie se prête à l'interprétation de nombreuses particularités de la constitution apparente du soleil ; ainsi elle expliquerait la faible densité moyenne attribuée à cet astre d'après sa masse et son diamètre apparent observé.

Pour de plus amples détails, ainsi que pour la partie purement ma-

(1) A. Schmidt, *Die Strahlenbrechung auf der Sonne ; ein geometrisches Beitrag zur Sonnenphysik*, Stuttgart, 1891.

thématique ([1]) de cette théorie que nous nous sommes borné à esquisser, nous renverrons le lecteur au mémoire original. La lecture en est des plus intéressantes.

E. Bouty.

A. CUSHING CREHORE et G. OWEN SQUIER. — Experiments with a new polarising photo-chronograph, etc. (Expériences avec un nouveau photo-chronographe polarisant, appliqué à la mesure de la vitesse des projectiles; *Journal of the United States artillery*, t. IV, p. 409, 1895.

Un tube contenant du sulfure de carbone est placé à l'intérieur d'une bobine entre deux nicols croisés. Le projectile, en rompant des fils tendus à diverses distances en avant de la bouche de l'arme, interrompt ou rétablit le courant et provoque ainsi l'interruption ou le rétablissement de la lumière transmise à travers les nicols et le tube à sulfure de carbone.

Une fente et une chambre noire contenant une plaque photographique animée d'un mouvement de rotation uniforme, complètent l'appareil. Par un artifice facile à imaginer, le mouvement d'un diapason connu s'inscrit photographiquement sur la plaque et fournit la mesure du temps écoulé entre deux suppressions successives de la lumière.

Les auteurs ont ainsi mesuré des vitesses de 1 600 pieds par seconde, et constaté que le maximum de vitesse du projectile n'est atteint qu'un peu au-delà de la bouche de l'arme. Ils n'ont encore exécuté aucune mesure de vitesse à l'intérieur même de la pièce.

E. Bouty.

A. CUSHING CREHORE et G. OWEN SQUIER. — Note on a photographic method of determining complete motion of a gun during recoil (Note sur une méthode photographique pour obtenir le mouvement complet d'une arme à feu pendant le recul); *Journal of the U. S. artillery*, t. IV, 1895.

L'arme à étudier, un fusil par exemple, porte vers son extrémité un carton opaque percé de plusieurs trous équidistants suivant une ligne parallèle à l'axe. Un faisceau lumineux parallèle tombe nor-

---

([1]) La théorie générale de ces réfractions atmosphériques a été donnée d'abord par Kummer : (*Ueber atmospherische Strahlenbrechung ; Sitzungsherichte der Berl. Akad.*, 1860). A signaler encore, au point de vue bibliographique : O. Knopf, *Die Schmidl'sche Sonnentheorie, etc.* Iéna, 1893 et *Astr. Nachr.* 3199.

malement sur le carton, qui l'intercepte, sauf dans la région des trous. Une chambre noire munie d'un large objectif est placée sur le prolongement du faisceau.

Si l'arme était immobile, on obtiendrait sur la plaque photographique, également immobile, une série de points correspondant aux trous. Mais quand l'arme se déplace, et avec elle le carton, la plaque photographique est impressionnée suivant une série de courbes sensiblement parallèles, en nombre égal à celui des trous. Chacune de ces courbes est la projection, sur un plan vertical, de la courbe décrite par le trou, c'est-à-dire par un point du fusil.

Des expériences réalisées avec le fusil Springfield de l'armée des États-Unis, épaulé à la manière ordinaire, ont montré que le mouvement de recul complet se décompose en un recul proprement dit (c'est-à-dire dirigé en arrière suivant l'axe du fusil), suivi d'une oscillation verticale assez ample, laquelle ne commence qu'après la sortie du projectile. La déviation de celui-ci est donc insensible.

Le mémoire est accompagné de deux planches photographiques.

E. Bouty.

C. FORCH. — Experimentaluntersuchungen über die Wärmeausdehnung wässeriger Lösungen (Recherches expérimentales sur la dilatation thermique des solutions aqueuses); *Wied. Ann.*, LV, p. 100, 1895.

On ne possédait pas jusqu'ici de mesures de dilatations des solutions salines dont la précision fût comparable à celle qu'ont atteinte MM. Marek (1), Thiesen (2) et Scheel (3) dans leurs études de la dilatation de l'eau. M. Forch s'est proposé de combler cette lacune en étudiant, entre 0° et 40°, les dissolutions salines les plus usuelles.

La méthode employée est la méthode dilatométrique. On étudie d'abord la dilatation du verre en observant les volumes apparents de l'eau dans le dilatomètre ; on détermine les coefficients de pression intérieure et extérieure du dilatomètre rempli d'eau, en opérant à peu près comme pour un thermomètre. Un petit agitateur, enfermé dans le dilatomètre, contient de petites masses de fer, et fonctionne magnétiquement, le bain extérieur étant lui-même agité par un système d'aimants mû par un jeu d'engrenages.

(1) Marek, *Travaux du Bureau international des poids et mesures*, 1884.
(2) Thiesen, *Rapports de la Conférence générale des poids et mesures*, 1889.
(3) K. Scheel, *Wied. Ann.*, XLVII, p. 440, 1890.

Chacun des sels étudiés a été employé sous des concentrations moléculaires généralement voisines de 2, de 1 et de 0,5. A cet effet, on a préparé une dissolution normale à 2 molécules par litre environ, qu'on a étendue d'eau distillée pour obtenir les deux dissolutions moins concentrées. Voici les concentrations exactes et les densités des dissolutions normales prises à 18° par rapport à l'eau à 4°.

| | d | m | | d | m |
|---|---|---|---|---|---|
| $HAzO^3$ | 1,0693 | 1,998 | KBr | 1,1642 | 2,063 |
| $LiAzO^3$ | 1,0954 | 2,52 | KJ | 1,2365 | 2,005 |
| $NaAzO^3$ | 1,1039 | 1,958 | | | |
| $KAzO^3$ | 1,1090 | 1,945 | $H^3PhO^4$ | 1,1010 | 2,005 |
| $AzH^4AzO^3$ | 1,0621 | 1,964 | $KH^2PhO^4$ | 1,0881 | 0,985 |
| | | | $K^2HPhO^4$ | 1,2633 | 2,000 |
| 1/2 $H^2SO^4$ | 1,0307 | 1,016 | $K^3PhO^4$ | 1,1805 | 1,000 |
| 1/2 $Li^2SO^4$ | 1,0866 | 1,948 | | | |
| 1/2 $KHSO^4$ | 1,0887 | 1,937 | 1/2 $ZnCl^2$ | 1,1138 | 2,025 |
| 1/2 $K^2SO^4$ | 1,0654 | 0,995 | | | |
| 1/2 $ZnSO^4$ | 1,1544 | 1,999 | NaOH | 1,0633 | 1,52 |
| 1/2 $CuSO^4$ | 1,1523 | 2,07 | KOH | 1,0890 | 1,896 |

Une série de tableaux donnent : 1° les volumes observés des dissolutions et les températures correspondantes ; 2° les volumes calculés de 5 en 5 degrés, de 0° à 40° ; 3° enfin, les coefficients de dilatation calculés de 0° à 5°, de 5° à 10°, etc., pour des concentrations rigoureusement égales à 2, à 1 et à 0,5.

Aucun essai n'est tenté en vue de réunir tous ces résultats par des formules empiriques. Mais les tableaux du mémoire original seront d'un grand secours pour tous les expérimentateurs qui s'occupent de problèmes relatifs aux dissolutions salines.

E. Bouty.

G. BAUER. — Ueber eine neue Methode zur experimentellen Bestimmung des specifischen Gewichtes von gesättigten Dämpfen (Nouvelle méthode pour la détermination expérimentale des poids spécifiques des vapeurs saturées), *Wied. Ann.*, LV, p. 184, 1895.

On peut mesurer directement la densité des vapeurs saturées comme l'ont fait Fairbairn et Tate, Herwig, Wüllner, etc. ; on peut aussi déduire cet élément de la connaissance des forces élastiques maximum, de la densité du liquide, de la chaleur latente de vapori-

sation et de l'équivalent mécanique de la chaleur, par la formule de Clapeyron

$$L = \frac{T}{E}(u' - u)\frac{dp}{dt},$$

ainsi que l'a fait Zeuner d'après les données de Regnault.

La nouvelle méthode expérimentale proposée par M. Bauer consiste à déterminer la poussée éprouvée par un ballon fermé, plongé dans la vapeur saturée. Le ballon, de forme ovoïde, est en cuivre ou en cuivre doré; la vapeur saturée, provenant d'un générateur, traverse une étuve à double enveloppe d'où elle s'échappe latéralement : un très petit trou donne passage au fil de suspension, protégé contre la condensation de la vapeur par un petit bec de gaz extérieur. Deux causes d'erreur semblent à craindre et ne paraissent pas suffisamment discutées ; d'une part, la poussée n'est pas exercée par un fluide en parfait équilibre, puisque la vapeur doit s'écouler ; de l'autre, on n'est pas certain d'éviter complètement toute condensation de la vapeur sur le ballon, et M. Bauer attribue même quelques oscillations brusques de sa balance à la chute de gouttes d'eau condensée.

M. Bauer, ne pouvant opérer qu'à la pression atmosphérique, a fait ses expériences sur la vapeur d'eau à des stations de diverse altitude : à Munich, au Wendelstein ($1750^m$) et au Sonnblick ($3105^m$) ; il a aussi fait quelques expériences avec d'autres liquides que l'eau.

Le tableau suivant résume la comparaison des résultats de M. Bauer relatifs à la vapeur d'eau avec ceux des autres expérimentateurs. Il donne le poids en grammes $\gamma$ d'un mètre cube de vapeur.

| PRESSION en millimètres | D'APRÈS LA CHALEUR LATENTE Zeuner (1) | Fliegener (2) | Frank (3) | MESURES DIRECTES Fairbairn (4) | Herwig (5) | Wullner (6) | Bauer (7) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 500 | 409,1 | 398,1 | 413,4 | 407,8 | 452,7 | 407,9 | (405,1) |
| 520 | 424,4 | 413,0 | » | 423,4 | » | » | 421,2 |
| 540 | 439,7 | 427,9 | 443,5 | 438,9 | 487,5 | 439,2 | 437,4 |
| 560 | 455,0 | 442,8 | » | 454,5 | » | » | 453,6 |
| 580 | 470,2 | 457,6 | 473,5 | 469,9 | 522,3 | 470,6 | 469,8 |
| 600 | 485,6 | 472,5 | » | 485,4 | » | » | 486,0 |
| 620 | 500,7 | 487,3 | 503,3 | 501,0 | 556,9 | 501,8 | 502,3 |
| 640 | 515,9 | 502 | » | 516,4 | » | » | 518,4 |
| 660 | 530,9 | 516,7 | 522,7 | 531,9 | 591,5 | 532,9 | 534,7 |
| 680 | 546,0 | 531,4 | » | 547,4 | » | » | 550,9 |
| 700 | 561,0 | 546,0 | 562,3 | 562,9 | 626,0 | 564,0 | 567,0 |
| 720 | 576,1 | 560,6 | » | 578,3 | » | » | 583,3 |
| 740 | 591,1 | 575,3 | 591,7 | 593,7 | 660,3 | 594,9 | (599,5) |
| 760 | 606,2 | 589,9 | 606,2 | 609,1 | 677,5 | 610,5 | (615,7) |

*Densité de la vapeur d'eau saturée par rapport à l'air.*

| Pression | Zeuner | Bauer |
|---|---|---|
| 500 | 0,636 | 0,630 |
| 520 | » | 0,631 |
| 540 | 0,637 | 0,633 |
| 560 | » | 0,635 |
| 580 | 0,638 | 0,637 |
| 600 | » | 0,638 |

(1) Zeuner, *Technische Thermodynamik*, II, table 11. Calculé d'après la formule $\gamma = 1{,}929\,p^{0,9393}$. Zeuner a admis, pour l'équivalent mécanique, 424 kilogrammètres.

(2) Fliegener, *Civilingenieur*, XX, p. 442. Formule empirique : $\gamma = 1{,}1608\,p^{0,9393}$, Comme Zeuner, M. Fliegener emploie les résultats de Regnault, mais il adopte pour l'équivalent mécanique la valeur 436 kilogrammètres.

(3) Frank, *Zeitsch. des Vereins deutscher Ingenieure*, XXXV, p. 979. Formule empirique : $\gamma = 1{,}929 p^{0,9393} \dfrac{575{,}4 - 0{,}791t}{530{,}4 - 0{,}338t}$. M. Frank a substitué ses propres mesures de chaleur latente à celles de Regnault.

(4) Fairbairn et Tate, *Phil. Mag.*, 4e série, t XXI. Formule empirique

$$\gamma = 14{,}5 + 0{,}79455p - 0{,}0000161p^2 + 0{,}000000033p^3.$$

(5) Herwig, *Pogg. Ann.*, CXXXVII. Formule empirique : $\gamma = 0{,}01722 \dfrac{p}{\sqrt{T}}$.

(6) Wullner et Grotrian, *Wied. Ann.*, XI, p. 545 ; 1880. Expériences faites par une méthode analogue à la méthode de Herwig. Formule empirique

$$\gamma = 0{,}01551 \frac{p}{\sqrt{T}}.$$

(7) Les nombres entre parenthèses, obtenus par extrapolation.

*Densité de la vapeur d'eau saturée par rapport à l'air*

| Pression | Zeuner | Bauer |
|---|---|---|
| 620 | 0,638 | 0,640 |
| 640 | » | 0,642 |
| 660 | 0,638 | 0,643 |
| 680 | » | 0,644 |
| 700 | 0,639 | 0,646 |
| 720 | » | 0,648 |
| 740 | 0,639 | 0,649 |
| 760 | 0,640 | 0,650 |

*Poids du mètre cube de vapeur en kilogrammes*

| | Pression | Poids |
|---|---|---|
| Acide sulfureux................. | 720 | 2,864 |
| Chlorure de carbone........... | 712 | 5,200 |
| Chloroforme................... | 725,5 | 4,248 |
| Éther.......................... | 713 | 2,865 |
| Alcool......................... | 717 | 1,490 |

E. Bouty.

A. DAHMS. — Ueber die Gefrierpunkte einiger binärer Gemenge heteromorpher Substanzen (Sur les points de congélation de quelques mélanges binaires de substances hétéromorphes), *Wied. Ann.*, LIV, p. 486, 1895.

L'auteur a expérimenté sur les mélanges suivants :

Nitrobenzine, benzine; bromure d'éthylène, benzine; diphénylamine, benzine; acide acétique, benzine; phénol, benzine;

Menthol, nitrobenzine; bromure d'éthylène, nitrobenzine; acide acétique, nitrobenzine; phénol, nitrobenzine;

Menthol, bromure d'éthylène; diphénylamine, bromure d'éthylène; naphtaline, bromure d'éthylène; acide acétique, bromure d'éthylène; phénol, bromure d'éthylène.

Pour deux liquides donnés A et B, les dissolutions étendues de B dans A ou de A dans B donnent, en général, l'abaissement normal du point de congélation prévu par la loi de Raoult; mais, à mesure que la concentration croît, l'abaissement moléculaire varie plus ou moins, suivant la nature des corps A et B mêlés. Pour une proportion convenable de A et de B, on a un abaissement maximum du point de congélation; il correspond à l'intersection des deux courbes construites, en prenant pour abscisses les concentrations de B dans A et de A dans B, pour ordonnées les abaissements du point de congéla-

tion. L'auteur donne au mélange correspondant le nom de mélange *eutectique*, proposé par Guthrie. Il résume ainsi les principaux résultats de son travail :

1° Les mélanges eutectiques ne fournissent pas un solide homogène mais toujours un mélange mécanique de deux solides, qui sont des dissolutions de l'un des composants dans l'autre et inversement. La composition d'un mélange eutectique ne correspond donc pas à une relation moléculaire simple ;

2° Pour les mélanges eutectiques, par suite de phénomènes fréquents de surfusion, la congélation s'opère dans des conditions plus complexes que pour une substance chimiquement homogène ;

3° Des dissolutions équimoléculaires présentent fréquemment des points de congélation approximativement égaux, même pour de grandes concentrations ;

4° Le menthol $C^{10}H^{19}OH$ existe sous deux modifications, ce qui expliquerait les écarts importants que présentent les dissolutions, même les plus étendues, opérées dans cette substance.

E. Bouty.

L. ZEHNDER. — Ueber die Durchlässigkeit fester Körper für den Lichtäther (Sur la liberté de l'éther lumineux dans les corps solides), *Wied. Ann.*, LV, p. 65, 1895.

On peut faire, sur les relations de l'éther lumineux et des corps solides, trois hypothèses distinctes :

1° Ou bien l'éther est complètement adhérent aux molécules des corps et partage tous leurs mouvements ;

2° Ou bien l'éther est entièrement libre et n'est pas du tout entraîné par les mouvements des corps ;

3° Ou enfin une partie seulement de l'éther est libre, le reste participant aux mouvements des corps.

On sait que c'est à cette troisième hypothèse que s'est arrêté Fresnel ; que M. Fizeau (1), d'une part, MM. Michelson et Morley (2), de l'autre, ont mesuré des déplacements de franges d'interférence produits par le mouvement d'un liquide, et que la grandeur de ces déplacements s'est trouvée d'accord avec l'hypothèse de Fresnel.

(1) Fizeau, *Ann. de ch. et de phys.*, 3e série, t. LVII, p. 385, 1859.
(2) Michelson et Morley, *Sill. Journ.*, 2e série, t. XXXI, p. 377, 1886.

M. Zehnder a essayé de soumettre l'hypothèse de Fresnel à un contrôle expérimental d'un autre genre. La partie supérieure et la partie inférieure d'un corps de pompe sont mises en relation par l'intermédiaire de deux tubes parallèles fermés par des glaces planes. Deux faisceaux lumineux, réfléchis par des plaques épaisses de Jamin, parcourent ces tubes en sens contraire. On a fait dans tout l'appareil le vide le plus complet possible. On suppose maintenant qu'on déplace vivement un piston dans le corps de pompe. Dans la première hypothèse, le piston entraînant avec lui l'éther qu'il contient, l'éther du vide, en avant du piston, sera refoulé à travers les tubes extérieurs, et les parcourra en sens contraire; les franges se déplaceront. D'après la vitesse communiquée au piston, ce déplacement aurait pu atteindre vingt-huit franges. Or, les franges sont demeurées immobiles à $\frac{1}{40}$ de frange près. La première hypothèse est donc en contradiction formelle avec l'expérience.

*Si on suppose que le volume des molécules matérielles est négligeable par rapport au volume occupé par les corps*, on voit de suite que l'hypothèse de Fresnel exclut tout mouvement des franges, en conformité avec les expériences de M. Zehnder. Mais, si l'on supposait que le volume des molécules matérielles a une relation convenable avec le volume des corps, le résultat observé par l'auteur serait compatible avec la deuxième hypothèse.

E. Bouty.

J. MAC CRAE. — Ueber Messung hoher Temperaturen mit dem Thermoelement und den Schmelzpunkt einiger anorganischer Salze (Sur la mesure des hautes températures au moyen d'éléments thermo-électriques et sur le point de fusion de quelques sels inorganiques), *Wied. Ann.*, LV, p. 95, 1895.

La plupart des mesures ont été effectuées avec un élément platine-platine rhodié à 10 pour 100, dont les indications, d'après MM. Holborn et Wien [1], sont une fonction linéaire de la température. Quelques-unes ont aussi été réalisées à l'aide d'un couple platine-platine iridié à 10 pour 100. Ces couples ont été simplement étalonnés dans la vapeur de diphénylamine (température d'ébullition : 303°,84) et dans la vapeur de soufre. Le tableau suivant résume les résultats, comparés à ceux d'autres auteurs.

---

[1] Holborn et Wien, *Wied. Ann.*, XLVII, p. 133, 1892.

| Point de fusion des sels | Platine Platine rhodié | Platine Platine iridié | Meyer, Riddle et Lamb (1) | Le Châtelier (2) | Heycock et Neville (3) |
|---|---|---|---|---|---|
| Chlorure de zinc (point d'ébullition) | 603°,25 | » | 606°,1 | » | » |
| Iodure de sodium | 694 ,7 | 667°,5 | 661 ,4 | » | » |
| » de potassium | 722 ,7 | 677 ,3 | 684 ,7 | » | » |
| Bromure de potassium | 745 ,5 | 709 ,2 | 722 | » | » |
| » de sodium | 761 ,1 | » | 757 ,2 | » | » |
| Chlorure de calcium | 802,15 — 801,11 | » | 806 ,4 | 755 | » |
| » de potassium | 803,9 — 796 | » | 800 | 740 | » |
| » de sodium | 811 — 814,5 | » | 815 ,4 | 775 | » |
| » de strontium | 853 ,75 | » | 832 | 840 | » |
| Carbonate de soude | » | » | » | 810 | 848 |
| » du laboratoire de Heidelberg | 856 ,75 | 850 ,05 | 849 ,2 | » | » |
| » de Merck | 858 ,25 | 853 ,6 | » | » | » |
| » de Kahlbaum | 867 ,35 | 867 ,1 | » | » | » |
| Sulfate de soude | 881,5 — 885,2 | » | 863 ,2 | 867 | 883 |
| Carbonate de potasse du laborat. de Heidelberg | 887 ,55 | 873 ,1 | 878 ,6 | » | » |
| » de Kahlbaum | 897 ,75 | 897 ,3 | » | » | » |
| Chlorure de baryum | 915 ,6 | 941 ,4 | 921 ,8 | 847 | » |
| Sulfate de potasse | 1 058 ,9 | 1 166 ,18 | 1 078 ,8 | 1 015 | 1 066 |

Ces nombres ne sont accompagnés d'aucune discussion.

E. Bouty.

S. LUSSANA. — Influenza della pressione sulla temperatura di transformazione (Influence de la pression sur la température de transformation); *Nuovo cimento*, 4e série, t. I, p. 97, 1895.

La formule de Thomson-Clapeyron

$$L = \frac{T}{E}(u' - u)\frac{dp}{dt}$$

est applicable aux transformations allotropiques. C'est ce que M. Lussana vérifie pour deux des trois transformations allotropiques de l'azotate d'ammoniaque, et pour la transformation de l'iodure mercurique. A cet effet, il fait usage des valeurs de $u' - u$ et de L déterminées par MM. Bellati et Romanese [4] pour l'azotate d'ammoniaque ; d'une valeur de $u' - u$ déduite d'expériences de M. Rod-

(1) V. Meyer, Riddle et Lamb, *Ber. der deutschen ch. Ges.*, XXVII, p. 3129, 1894.
(2) Le Chatelier, *Bull. Soc. Ch.*, XLVII, p. 300, 1887.
(3) Heycock et Neville, *Proc. Ch. Soc.*, t. XI, p. 1, 1895.
(4) Bellati et Romanese, Sulla dilatazione et sui calori specifici è di transformazione dell'azotato ammonico, *Atti del Ist. Venet.*, 1885.

well [1] et d'une valeur de L donnée par M. Schwartz [2] pour l'iodure mercurique. L'auteur a déterminé lui-même, pour les deux substances, les valeurs de T et de $\frac{\Delta p}{\Delta t}$.

Les températures de transformation sont mesurées à l'aide d'un couple thermoélectrique calibré, dont l'une des soudures est placée dans un bain de température connue voisine de T, tandis que l'autre plonge au sein du sel solide dans un tube A en communication avec une pompe de Cailletet munie d'un manomètre. Si l'on plonge ce tube A dans une enceinte B de température supérieure à T, on suivra la marche de l'échauffement du sel par le mouvement de l'aiguille du galvanomètre : la température T de transformation sera marquée par un arrêt plus ou moins prolongé de l'aiguille. Si on retire le tube A de B et qu'on le laisse refroidir à l'air, on déterminera, par refroidissement cette fois, une seconde valeur de T et l'on prendra la moyenne. Des expériences de ce genre, répétées pour diverses valeurs de la pression, détermineront les valeurs correspondantes de $\Delta t$ et de $\Delta p$.

Voici les données empruntées à MM. Bellati et Romanese, Rodwell et Schwartz.

| | | Azotate d'ammoniaque | |
|---|---|---|---|
| | | L | $u' - u$ |
| Tr. à | 31° | 5,02 | + 0,01964 |
| | 82°,5 | 5,33 | — 0,00854 |
| | 124° | 11,86 | » |

Iodure mercurique

$L = 1,15 \quad u' - u = + 0,0013.$

Voici, d'autre part, les résultats des expériences de l'auteur et la comparaison des $\Delta t$ calculés par la formule de Thomson et directement observés ; les indices *e* et *r* se rapportent aux observations par échauffement et par refroidissement :

| | $p$ en atm. | $t_e$ | $t_r$ | $\Delta t_e$ | $\Delta t_r$ | $\Delta t$ (*calc*) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Azotate d'ammoniaque 1re tr. | 1 | 35°,45 | 30,55 | | | |
| | 50 | 37 05 | 31,98 | + 1°,60 | + 1°,43 | + 1°,67 |
| | 100 | 38 59 | 33,37 | 3 14 | 2 82 | 2 94 |
| | 150 | 39 77 | 35,20 | 4 32 | 4 65 | 4 41 |
| | 200 | 41 47 | 36,44 | 6 02 | 5 89 | 5 88 |
| | 250 | 42 76 | 37,95 | 7 31 | 7 40 | 7 35 |

(1) RODWELL, On the Effect of Heat on certain haloid compounds of Silver, Mercury, Lead and Copper *Phil. Trans.*, 1882.

(2) SCHWARTZ, Beiträge zur Kenntniss der unkerbaren Umwandlungen polyformer Korper, *Göttingen*, 1892.

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2me tr. | 1 | 85°,85 | | | | | |
| | 50 | 85 15 | » | — 0°,70 | » | — 0°,70 |
| | 100 | 84 38 | » | 1 47 | » | 1 40 |
| | 150 | 83 73 | » | 2 12 | » | 2 10 |
| | 200 | 83 03 | » | 2 82 | » | 2 80 |
| | 250 | 82 29 | » | 3 56 | » | 3 55 |
| 3me tr. | 1 | 125°,60 | 124,90 | | | |
| | 50 | 126 18 | 125,55 | + 0 58 | 0 65 | » |
| | 100 | 126 80 | 126,06 | 1 20 | 1 16 | » |
| | 150 | 127 48 | 126,64 | 1 88 | 1 74 | » |
| | 200 | 127 91 | 127,26 | 2 31 | 2 36 | » |
| | 250 | 128 75 | 127,90 | 3 15 | 3 00 | » |
| Iodure mercurique | 1 | 137°,24 | » | | | |
| | 50 | 137 30 | » | + 0°,06 | » | + 0°,55 |
| | 100 | 139 90 | » | 0 15 | » | 1 10 |
| | 150 | 137 44 | » | 0 20 | » | 1 65 |
| | 200 | 137 52 | » | 0 28 | » | 2 20 |
| | 250 | 137 63 | » | 0 39 | » | 2 75 |

Pour l'iodure mercurique, les nombres calculés sont beaucoup trop grands ; mais l'accord est d'autant plus remarquable pour les deux premières transformations de l'azotate d'ammoniaque, que pour ces deux transformations, les signes de $\Delta t$ sont et doivent être opposés.

E. Bouty.

---

## THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE ;

1er semestre 1895.

---

M.-I. PUPIN. — Une pompe à mercure automatique, p. 19-21.

Cette pompe est une combinaison de deux appareils distincts, savoir :

1° Une pompe aspirante capable d'élever le mercure à une certaine hauteur ;

2° Une pompe Sprengel ordinaire.

Ces deux appareils sont réunis par un baromètre-siphon convenablement disposé par rapport à chacun d'eux.

Le vide obtenu est le même que celui donné par la pompe Sprengel.

L'avantage de cette pompe consiste en ce qu'il n'y a pas de robinet d'arrêt et que l'on peut opérer avec une quantité de mercure beaucoup plus petite que celle qui est nécessaire pour les pompes à mercure ordinaires.

R. de SAUSSURE. — Essai de thermodynamique graphique, p. 21-47.

La méthode graphique étudiée est un essai de représentation des transformations thermodynamiques, en choisissant les coordonnées de façon que le plus grand nombre possible des éléments variables qui accompagnent ces transformations, tels que les coefficients de dilatation sous pression constante et sous volume constant, les chaleurs spécifiques sous pression constante et sous volume constant, etc. soient représentés graphiquement par des grandeurs géométriques, ne dépendant que de la forme et de la position du cycle de transformation rapporté à ces coordonnées.

Dans ce mode de représentation, de Saussure considère la chaleur comme un mouvement vibratoire rectiligne de part et d'autre d'un centre fixe.

Il définit l'état d'un corps au moyen de deux variables $\Phi$, S, dépendant directement de l'amplitude $a$ et de la durée $i$ de la période du mouvement vibratoire qui constitue la chaleur; on a:

$$\Phi = \frac{4\pi}{i^2};$$

$$S = \frac{\pi}{4} a^2.$$

La nature physique de $\Phi$ et de S peut être ainsi définie: Si l'on représente géométriquement ou symboliquement l'unité de masse d'un corps par un cercle, on peut définir l'état de ce corps par la surface S du cercle, et par une pression $\Phi$ que l'on suppose s'exercer normalement sur tout le pourtour de la circonférence. C'est pourquoi l'abscisse S est désignée sous le nom de volume symbolique, et l'ordonnée $\Phi$ sous le nom de pression symbolique du corps considéré.

La pression et le volume symboliques se comportent, vis-à-vis du *travail total*, comme la pression et le volume vis-à-vis du *travail externe*. Dans le système de Clapeyron, en effet, le travail externe effectué pendant le parcours du cycle est égal à l'aire comprise entre la courbe, les deux coordonnées extrêmes et l'axe des V. Dans le

système Φ, S, le travail total (externe et interne) est égal à l'aire comprise entre la courbe, les deux ordonnées extrêmes et l'axe des S.

Dans le système de coordonnées Φ, S, l'équation générale des isothermes est

$$\Phi S = C^{te}.$$

c'est-à-dire que ces courbes sont des hyperboles équilatères dont les axes coïncident avec ceux des coordonnées.

L'équation générale des courbes adiabatiques est :

$$\Phi S^2 = C^{te}$$

Ces courbes, qui sont du troisième degré, appartiennent au genre hyperbolique.

Du fait que, dans le système Φ, S, la plupart des éléments variables qui accompagnent toute transformation ont une signification géométrique, il en résulte une simplification dans la démonstration de quelques théorèmes de thermodynamique. C'est ainsi que, avec le système Φ, S, le théorème de Carnot revient à une simple évaluation d'aires, tandis qu'avec le système de Clapeyron on est obligé de démontrer le théorème indirectement en montrant, d'abord, que le coefficient économique est indépendant de la nature du corps puis en calculant ce coefficient pour les gaz parfaits.

Le mode de représentation de la fonction thermodynamique à l'aide des variables Φ,S, présente certains avantages ; ainsi, l'on peut obtenir séparément la valeur de chacune des deux chaleurs spécifiques C et $c$, tandis que la forme ordinaire de fonction thermodynamique $F(p, v, t) = 0$ donne seulement la différence $C\text{-}c$ ; de plus, si la chaleur est réellement un mouvement vibratoire, on peut, à chaque instant, déduire l'état de ce mouvement des données expérimentales en résolvant la fonction thermodynamique par rapport à Φ et à S.

C.-E. LINEBARGER. — Sur l'application de la loi de Schrœder et Le Chatelier relative à la solubilité des sels dans les liquides organiques, p. 48-53.

Schrœder et Le Chatelier ont montré par des procédés différents, au moyen de considérations thermodynamiques, que la solubilité d'une substance peut être la même dans tous les dissolvants.

Schrœder établit les deux équations suivantes :

$$S = \frac{\rho}{2} \frac{T_0 - T}{T_0 T},$$

$$\frac{Q}{T} = \frac{\rho}{T_0} = C^{te},$$

dans lesquelles S représente la solubilité (définie par le rapport du nombre des molécules de la substance dissoute au nombre total des molécules formant la solution saturée) ;

$\rho$, la chaleur latente de fusion de 1 kilogramme de substance solide dissoute ;

$T_0$ la température absolue de fusion de la substance dissoute ;

T, la température à laquelle la saturation s'effectue ;

Q, la chaleur de dissolution d'une molécule-kilogramme de substance solide dans une solution presque saturée :

Schrœder a énoncé la loi suivante :

A des températures équidistantes de la température de fusion, les solubilités des différents corps solides dans différents dissolvants sont les mêmes.

Schrœder fait remarquer que, pour les solutions alcooliques, cette loi n'est même pas approximative.

La formule développée par Le Chatelier peut s'écrire :

$$0{,}002 \text{ Log } S - \frac{L}{t} + \frac{L}{t_0} = 0$$

S a la même signification que précédemment ;

L est la chaleur latente de la solution d'une molécule de la substance dissoute dans une grande quantité de solution à peu près saturée ;

$t$ est la température de saturation,

$t_0$, le point de fusion.

Cette formule a conduit Le Chatelier à la loi suivante : La courbe normale de solubilité d'un corps donné serait la même dans tous les dissolvants, parce que l'équation ne contient pas de terme relatif au dissolvant.

D'après les travaux de M. Linebarger, il résulte que les lois énoncées par Schrœder et Le Chatelier, quoique approximativement vraies pour les cas étudiés par eux, ne sont pas applicables au cas des sels inorganiques dans les dissolvants organiques normaux.

JOHN TROWBRIDGE ET WILLIAM DUANE. — Vitesse des ondes électriques, p. 297-305.

Une méthode de mesure qui s'est présentée d'elle-même aux auteurs est la suivante :

Augmenter la grandeur et, si cela est nécessaire, changer la forme d'un vibrateur ordinaire de Hertz jusqu'à ce que la durée des oscillations soit suffisamment longue pour être déterminée par une photographie d'étincelles. Mesurer la longueur des ondes induites dans le circuit secondaire amené en résonance avec le vibrateur.

Le quotient de la longueur d'onde par la durée d'une oscillation complète serait la vitesse cherchée.

MM. Trowbridge et Duane se sont servis de l'appareil employé par M. St. John dans ses recherches sur les propriétés particulières des ondes le long des fils de fer. Ils ont modifié cet appareil, afin de procéder par une méthode électrostatique.

A l'aide d'un dispositif spécial et relativement simple, les auteurs produisent des ondes électriques visibles à l'œil le long des fils parallèles.

Pour s'assurer de la résonance des circuits et pour rechercher la forme de l'onde dans le circuit secondaire, ils employèrent un bolomètre semblable à celui décrit par Paalzow et Rubens.

La durée d'une vibration était déterminée par la photographie de l'étincelle secondaire et non de l'étincelle primaire.

La moyenne des résultats obtenus avec l'étincelle secondaire est :

$$2{,}816 \times 10^{10} \text{ centimètres,}$$

tandis que la valeur moyenne adoptée pour la vitesse de la lumière est :

$$2{,}998 \times 10^{10} \text{ centimètres.}$$

Les auteurs, tout en se proposant de revenir sur ce résultat, ajoutent que si, comme la théorie paraît l'indiquer, la vitesse de la lumière est la même que celle des ondes électriques, on peut déterminer la première plus exactement par une méthode électrique et chronographique que par les méthodes optiques employées jusqu'ici.

C.-E. LINEBARGER. — Sur quelques relations entre la température, la pression et la chaleur latente de vaporisation, p. 380-396.

L'équation:

$$\frac{dp}{dT} = A \frac{\rho}{T(v - v')},$$

ou :

$$\frac{dp}{dT} = A \frac{\rho}{Tdv}, \qquad (1)$$

dans laquelle $p$ est la pression; T, la température; $\rho$, la chaleur latente de vaporisation; $v$, le volume de vapeur saturée; et $v'$, le volume du liquide, peut être considérée comme résumant plusieurs relations entre la température, la pression et la chaleur latente de vaporisation.

Le travail de M. Linebarger a pour objet :

1° De donner un résumé des recherches faites et des résultats obtenus relativement aux relations entre la pression, la température et la chaleur latente de vaporisation;

2° De soumettre à une revision critique toutes les données expérimentales relatives à la question;

3° De discuter les différences apparentes qui se présentent entre la théorie et l'expérience;

4° D'appliquer les résultats obtenus à certains problèmes pratiques.

Les premiers expérimentateurs qui se sont occupés de la question: Ure (*Phil. Mag.* LIII, 191, 1819); Despretz (*Ann. chim. et phys.*, XXIV, 323, 1823); Person (*Comptes rendus*, XVII, 498, 1843, et XXIII, 524, 1846); Trouton (*Phil. Mag.*, V, XVIII, 54, 1884), ont énoncé des lois purement empiriques.

Les premières recherches théoriques et expérimentales sérieuses qui ont été faites à ce sujet sont dues à M. Pictet. Ses travaux l'ont conduit aux conclusions suivantes :

1° Le produit des chaleurs latentes des liquides, à la même pression, par leurs poids atomiques, divisé par la température absolue à laquelle s'effectue la vaporisation, est le même pour tous;

2° La différence entre les chaleurs internes de vaporisation à deux températures quelconques, multipliée par les poids atomiques, est un nombre constant pour tous les liquides.

De tous les travaux faits depuis 1884, sur ce sujet, par différents savants, il résulte que, sous des pressions voisines de la pression

atmosphérique, le quotient de la chaleur moléculaire par la température absolue à laquelle s'effectue la vaporisation est constant, ce qu'on exprime par la formule :

$$\frac{\rho\mu}{T} = C^{te} \quad \text{(cette constante oscille entre 20 et 21),}$$

où $\rho$ est la chaleur latente de vaporisation de l'unité de masse du liquide; $\mu$, la masse moléculaire; T, la température absolue de vaporisation.

La table des divers résultats expérimentaux donnée par l'auteur montre cependant que les valeurs de $\mu\rho$ diffèrent considérablement de la valeur moyenne normale 20,7 dans le cas des acides, du nitrométhane, du nitroéthane, des alcools, de l'acétone et de l'eau. Elles sont trop faibles pour les acides et les composés nitrés, et trop forts pour les alcools, l'eau et l'acétone.

La cause de cette conduite anormale se trouve dans l'association des molécules de ces liquides et dans les changements que les agrégations moléculaires subissent durant la vaporisation.

Quand on veut opérer à des pressions différant de la pression atmosphérique, on utilise la formule suivante déduite par Le Chatelier de l'équation (1) :

$$2 \log p + \frac{\mu\rho}{T} = C^{te}.$$

Les rares travaux ayant trait à cette partie du sujet ont donné pour valeur moyene de cette constante : 40.

Comme application, M. Linebarger montre que l'on peut déterminer exactement les températures d'ébullition, quand on opère sous des pressions ne présentant pas un écart de plus de 50 millimètres de mercure avec la pression atmosphérique, en tenant compte de la constance de $\frac{\mu\rho}{T}$.

P. Quinet.

# BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

## **Wiedemann's Annalen.**

T. LVI, n° 12, 1895.

A. Tœpler. — *Sur la mesure absolue des températures, au moyen de la mesure de différences de pression barométriques*, p. 609.

C. Christiansen. — *Recherches expérimentales sur les causes de l'électricité de contact*, p. 644.

L. Silberstein. — *Recherches sur les constantes diélectriques de mélanges et de dissolutions*, p. 661.

G. Meyer. — *Sur la différence de potentiel entre les métaux et les liquides*, p. 680.

A. Paalzow et F. Neesen. — *Sur le passage de l'électricité à travers les gaz*, p. 700.

K. Mack. — *Sur la double réfraction des rayons électriques*, p. 717.

J. Elster et H. Geitel. — *Sur des mouvements lumineux dans les gaz raréfiés, causés par des oscillations électriques*, p. 733.

E. V. Lommel. — *Elargissement des lignes spectrales, spectre continu, constantes d'amortissement*, p. 741.

R. Straubel. — *Deux principes généraux sur les phénomènes de diffraction de Fraunhofer*, p. 746.

F. Paschen. — *Sur les échelles de longueurs d'onde du spectre infra rouge du spath fluor*, p. 762.

K. Hrabowski. — *Appareil pour la mesure des tensions et des vitesses*, p. 768.

O. Lehmann. — *Sur le mouvement au contact et les formes myéliques*, p. 771.

## TABLE DES MATIÈRES.

### FÉVRIER 1896.



Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

*Le Gérant* : J. Deslis.

# JOURNAL

# DE PHYSIQUE

## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

---

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — MARS 1896.**

---

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Brisse, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Ch. Brisse, *Administrateur du Journal*, rue Vauquelin, n° 18, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-quatre premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, 1895, se vendent séparément........................................ 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

*Prix pour un an* (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale............ 15 fr.
Autres pays........................................ 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

---

## SUR UNE NOUVELLE ESPÈCE DE RAYONS (1);

Par M. RÖNTGEN.

1. La décharge d'une grosse bobine d'induction traverse un tube à vide de Hittorf, ou un tube de Lenard ou de Crookes dont le vide à été poussé très loin. Le tube est entouré d'un écran de papier noir qui s'adapte exactement; on peut alors constater, dans une salle où l'obscurité est complète, qu'un papier dont une face est recouverte de platino-cyanure de baryum présente une fluorescence brillante quand on l'amène au voisinage du tube, quelle que soit la face du papier qui regarde le tube. La fluorescence est encore visible à 2 mètres de distance.

Il est facile de montrer que la cause de la fluorescence réside dans le tube à vide.

2. On voit donc qu'il existe un agent capable de pénétrer une plaque de carton noir, absolument opaque pour les rayons ultra-violets, pour la lumière de l'arc ou celle du soleil. Il est intéressant de rechercher si d'autres corps se laissent pénétrer par le même agent. On montre facilement que tous les corps présentent la même propriété, mais à des degrés très différents. Par exemple, le papier est très transparent, l'écran fluorescent s'illumine quand on le place derrière un livre de mille pages; l'encre d'imprimerie n'offre pas de résistance sensible. De même, la fluorescence se manifeste derrière deux jeux de cartes; une carte unique ne diminue pas visiblement l'éclat de la lumière. De même aussi, une seule épaisseur de papier d'étain projette à peine une ombre sur l'écran; il faut en superposer plusieurs pour produire un effet notable. Des blocs de bois épais sont encore transparents. Des planches de pin de deux ou trois centimètres d'épaisseur absorbent très peu.

Un morceau d'une feuille d'aluminium, de 15 millimètres d'épaisseur, laisse encore passer les rayons X (c'est ainsi que j'appellerai ces rayons pour abréger), mais diminue beaucoup la fluorescence. Des plaques de verre de même épaisseur se comportent de la même manière; toutefois le cristal est beaucoup plus opaque que les verres exempts de plomb. L'ébonite est transparent sous une épaisseur de plusieurs centimètres. Si l'on tient la main devant l'écran fluorescent,

(1) Traduit par M. Raveau des *Sitzungsberichte der Würzburger physik. medic. Gesell.* Décembre 1895.

les os projettent une ombre foncée et les tissus qui les entourent ne se dessinent que très légèrement.

L'eau et plusieurs liquides sont très transparents. L'hydrogène n'est pas notablement plus perméable que l'air. Des plaques de cuivre, d'argent, de plomb, d'or et de platine laissent aussi passer les rayons, mais seulement quand le métal est en lame mince. Une épaisseur de platine de 2 millimètres laisse encore passer quelques rayons; l'argent et le cuivre sont plus transparents. Le plomb sous une épaisseur de $1^{mm},05$ est pratiquement opaque. Une tige de bois carrée de 2 centimètres de côté, peinte au blanc de plomb sur une de ses faces, ne projette qu'une ombre légère quand on la tourne de façon que les rayons X soient parallèles à la face peinte, mais l'ombre est noire quand les rayons doivent traverser cette face. Les sels métalliques solides ou en dissolution se comportent généralement comme les métaux eux-mêmes.

3. Les expériences précédentes amènent à conclure que la densité des corps est la propriété dont la variation affecte spécialement leur perméabilité. Au moins aucune autre propriété ne semble avoir une influence aussi directe. Cependant la densité seule ne détermine pas la transparence; on le montre en employant comme écrans des lames également épaisses de spath d'Islande, de verre, d'aluminium et de quartz. Le spath d'Islande se montre beaucoup plus transparent que les autres corps, bien qu'il ait approximativement la même densité. Je n'ai pas remarqué que le spath d'Islande présentât une fluorescence considérable relativement à celle du verre (voir plus bas, § 6).

4. En augmentant l'épaisseur, on augmente la résistance offerte aux rayons par tous les corps. On a pris sur une plaque photographique une épreuve de plusieurs feuilles de papier d'étain superposées, comme les marches d'un escalier et présentant ainsi une variation d'épaisseur régulière. Cette épreuve sera soumise à des mesures photométriques quand on pourra disposer d'un appareil convenable.

5. Des pièces de platine, de plomb, de zinc et d'aluminium en feuilles ont été préparées de façon à obtenir le même affaiblissement de l'effet. Le tableau ci-joint donne les épaisseurs relatives et les densités de feuilles de métal équivalentes.

| | Épaisseur | Épaisseur relative | Densité |
|---|---|---|---|
| Platine ................. | $0,018^{mm}$ | 1 | 21,5 |
| Plomb.................... | $0,058^{mm}$ | 3 | 11,3 |
| Zinc..................... | $0,100^{mm}$ | 6 | 7,1 |
| Aluminium.............. | $3,500^{mm}$ | 200 | 2,6 |

Il résulte de ces valeurs que la transparence n'est pas donnée par le produit de la densité par l'épaisseur d'un corps. La transparence augmente beaucoup plus rapidement que le produit ne décroît.

6. La fluorescence du platinocyanure de baryum n'est pas la seule action des rayons X qu'on puisse observer. Il est à remarquer que d'autres corps présentent la fluorescence, parmi lesquels le sulfure de calcium, le verre d'urane, le spath d'Islande, le sel gemme, etc.

Dans cet ordre d'idées, un fait particulièrement intéressant est la sensibilité des plaques photographiques sèches pour les rayons X. On peut ainsi mettre en évidence les phénomènes, en excluant tout danger d'erreur. J'ai confirmé de la sorte beaucoup d'observations faites d'abord en regardant l'écran fluorescent. C'est ici que la propriété que présentent les rayons X de passer à travers le bois ou le carton devient utile. La plaque photographique peut être exposée à leur action sans qu'on ait à enlever le couvercle du châssis, ni aucune boîte protectrice, de sorte que l'opération n'a pas besoin d'être conduite dans l'obscurité. Il est clair que les plaques qui ne sont pas en expérience ne doivent pas être laissées dans leur boîte au voisinage du tube.

On peut maintenant se demander si l'impression sur la plaque est un effet direct des rayons X, ou un résultat secondaire dû à la fluorescence de la matière de la plaque. Des pellicules peuvent être impressionnées aussi bien que les plaques sèches ordinaires.

Je n'ai pas réussi à mettre en évidence aucun effet calorifique des rayons X. On peut cependant supposer qu'un tel effet existe ; les phénomènes de fluorescence montrent que les rayons X sont capables de se transformer. Il est donc certain que tous les rayons X qui tombent sur un corps ne le quittent pas dans le même état.

La rétine de l'œil est absolument insensible à ces rayons ; l'œil placé tout près de l'appareil ne voit rien. Il résulte clairement des expériences que ceci n'est pas dû à un défaut de perméabilité de la part des milieux de l'œil.

7. Après mes expériences sur la transparence d'épaisseurs croissantes de milieux différents, j'ai cherché à voir si les rayons X pouvaient être déviés par un prisme. Des expériences faites avec de l'eau et du sulfure de carbone, contenus dans des prismes de mica de 30°, n'ont fait voir aucune déviation, soit sur la plaque photographique, soit sur l'écran phosphorescent. Comme terme de comparaison, on a fait tomber des rayons de lumière sur les prismes disposés pour

l'expérience. Les déviations ont atteint respectivement $10^{mm}$ et $20^{mm}$ avec les deux prismes.

Avec des prismes d'ébonite et d'aluminium, on a obtenu sur la plaque photographique des images qui font soupçonner une déviation. Elle est toutefois incertaine et correspondrait à un indice au plus égal à 1,05. On n'a pu observer aucune déviation avec l'écran fluorescent. Des expériences sur les métaux lourds n'ont jusqu'ici conduit à aucun résultat, à cause de leur transparence et de l'affaiblissement qui en résulte pour les rayons transmis.

La question est assez importante pour qu'il y ait lieu de rechercher par d'autres moyens si les rayons X peuvent se réfracter. Des corps réduits en poudre fine ne permettent, sous une petite épaisseur, que le passage d'une faible partie de la lumière incidente, par suite de la réflexion et de la réfraction. Dans le cas des rayons X, au contraire, ces couches de poudre présentent pour une même masse d'un corps, la même transparence que le solide lui-même. Nous ne pouvons donc conclure à l'existence d'aucune réflexion, ni d'aucune réfraction des rayons X. L'expérience a été exécutée sur du sel gemme finement pulvérisé, de l'argent électrolytique en poudre fine et de la poussière de zinc ayant déjà servi plusieurs fois à des opérations chimiques. Dans tous ces cas, les résultats donnés, soit par l'écran fluorescent, soit par la méthode photographique, n'ont indiqué aucune différence de transparence entre la poudre et le solide cohérent.

Il est clair alors qu'on ne peut pas compter sur les lentilles pour concentrer les rayons X ; effectivement, les lentilles d'ébonite et de verre de grande dimension se sont montrées également sans action. L'ombre photographique d'une tige ronde est plus foncée au centre qu'au bord ; l'image d'un cylindre rempli d'un corps plus transparent que les parois présente plus d'éclat au centre que sur les bords.

8. Les expériences précédentes et d'autres que je passe sous silence indiquent que les rayons ne peuvent pas se réfléchir. Il sera néanmoins utile de rapporter avec détails une observation qui, à première vue, semblait conduire à une conclusion opposée.

J'ai exposé une plaque, protégée par une feuille de papier noir, aux rayons X, de façon que la face libre regardât le tube à vide. La couche sensible était recouverte partiellement de pièces de platine, de plomb, de zinc et d'aluminium, en forme d'étoiles. Le négatif développé montra que la plaque avait été fortement impressionnée devant le platine, le plomb et plus encore devant le zinc ; l'aluminium

ne donnait pas d'image. Il semble donc que ces trois métaux puissent réfléchir les rayons X ; toutefois, une autre explication est possible, et j'ai répété l'expérience avec cette seule différence que j'interposais une lame d'aluminium extrêmement mince entre la couche sensible et les étoiles de métal. Cette plaque d'aluminium est opaque pour les rayons ultra-violets, mais transparente pour les rayons X. Sur l'épreuve, les images apparurent comme précédemment, indiquant encore l'existence d'une réflexion sur les surfaces métalliques.

Si l'on rapproche ce résultat de la transparence des poudres et du fait que l'état de la surface n'exerce aucune action sur le passage des rayons X à travers les corps, on est conduit à conclure avec vraisemblance que la réflexion régulière n'existe pas, mais que les corps jouent, vis-à-vis des rayons X, le même rôle que les milieux troubles vis-à-vis de la lumière.

Puisqu'on n'observe aucune trace de réfraction à la surface de séparation de deux milieux, il semble probable que les rayons X se meuvent avec la même vitesse à travers toutes les substances, dans un milieu qui pénètre tous les corps et qui baigne les molécules de ces corps. Les molécules arrêtent les rayons X avec d'autant plus de force que la densité du corps considéré est plus grande.

9. Il a semblé possible que la disposition géométrique des molécules pût modifier l'action qu'exerce un corps sur les rayons X, de sorte que, par exemple, le spath d'Islande pourrait présenter des phénomènes différents, suivant l'orientation de la lame, par rapport à l'axe du cristal. Des expériences faites sur le quartz et le spath d'Islande n'ont donné aucun résultat.

10. On sait que Lenard, dans ses recherches sur les rayons cathodiques, a montré que ce sont des modifications de l'éther et qu'ils traversent tous les corps. Il en est de même pour les rayons X.

Dans son dernier travail, Lenard a déterminé les coefficients d'absorption de divers corps pour les rayons cathodiques, y compris l'air, à la pression atmosphérique, qui donne 4,10, 3,40 et 3,10 pour 1 centimètre suivant le degré de raréfaction du gaz dans le tube à décharges. J'ai opéré à peu près sous la même pression et aussi, par occasion, sous des pressions plus fortes ou plus faibles. J'ai trouvé, en employant un photomètre de Weber, que l'intensité de la lumière fluorescente varie à peu près comme l'inverse du carré de la distance qui sépare l'écran du tube à décharges. Cette loi résulte de trois séries d'observations très concordantes faites à 100 et 200 millimètres.

L'air absorbe donc les rayons X beaucoup moins que les rayons de cathode. Ce résultat est en accord complet avec le résultat déjà indiqué plus haut, que la fluorescence de l'écran peut s'observer encore à une distance de 2 mètres du tube à vide. En général, les autres corps se comportent comme l'air ; Ils sont plus transparents pour les rayons X que pour les rayons de cathode.

11. Une nouvelle distinction, et qui doit être notée, résulte de l'action d'un aimant. Je n'ai réussi à observer aucune déviation des rayons X même dans des champs magnétiques très intenses.

La déviation des rayons cathodiques par l'aimant est une de leurs caractéristiques spéciales ; Hertz et Lenard ont observé qu'il existe plusieurs espèces de rayons cathodiques, qui diffèrent par leur propriété d'exciter la phosphorescence, la facilité d'absorption et leur déviation par l'aimant ; mais on a observé une déviation notable dans tous les cas étudiés, et je pense que cette déviation constitue un caractère qu'on ne peut pas négliger facilement.

12. Il résulte d'un grand nombre d'essais que les points du tube à décharges où apparaît la phosphorescenee la plus brillante sont le siège principal d'où les rayons X naissent et se propagent dans toutes les directions, c'est-à-dire que les rayons X partent de la région où les rayons de cathode frappent le verre. Que l'on déplace les rayons de cathode dans le tube à l'aide d'un aimant, et l'on verra les rayous X partir d'un nouveau point, c'est-à-dire encore de l'extrémité des rayons de cathode.

Pour cette raison également les rayons X, qui ne sont pas déviés par un aimant, ne peuvent pas être considérés comme des rayons de cathode qui auraient traversé le verre, car ce passage ne peut pas, d'après Lenard, être la cause de la différence de déviation des rayons. J'en conclus que les rayons X ne sont pas identiques aux rayons de cathode, mais sont produits par les rayons de cathode à la surface du tube.

13. Les rayons ne se produisent pas seulement dans le verre. Je les ai obtenus dans un appareil fermé par une lame d'aluminium de 2 millimètres d'épaisseur. Je me propose, par la suite, d'étudier le rôle d'autres substances.

14. L'appellation de « rayons » donnée aux phénomènes se justifie en partie par les silhouettes régulières qu'on obtient en interposant un corps plus ou moins perméable entre la source et une plaque photographique ou un écran fluorescent.

J'ai observé et photographié un grand nombre de ces silhouettes. J'ai aussi le dessin d'une partie d'une porte peinte au blanc de plomb; j'ai obtenu l'image en plaçant le tube à décharges d'un côté de la porte et la plaque sensible de l'autre. J'ai aussi l'ombre des os de la main (*fig.* 1), d'un fil enroulé sur une bobine, d'une série de poids dans une boîte, d'un cadran de boussole avec l'aiguille (*fig.* 2), le tout complètement enfermé dans une boîte de métal, d'un morceau de métal, dont les rayons X décèlent les défauts d'homogénéité, et de plusieurs autres objets.

Fig. 1.



Fig. 2.




Pour la propagation rectiligne des rayons, j'ai une photographie à la chambre obscure de l'appareil de décharge, recouvert de papier noir; elle est pâle, mais très nette cependant.

15. J'ai cherché à produire l'interférence des rayons X, mais sans résultat, peut-être à cause de leur faible intensité.

16. Des recherches sur l'action que peuvent exercer des forces électrostatiques sur les rayons X sont en cours, mais non encore achevées.

17. On demandera : Que sont donc ces rayons ? Puisque ce ne sont pas des rayons cathodiques, on pourrait supposer, d'après leur faculté de produire la fluorescence et l'action chimique, qu'ils sont

dus à la lumière ultra-violette. Un ensemble imposant de preuves est en contradiction avec cette hypothèse. Si les rayons X sont en réalité de la lumière ultra-violette, cette lumière doit posséder les propriétés suivantes :

*a*) Elle ne se réfracte pas en passant de l'air dans l'eau, dans le sulfure de carbone, l'aluminium, le sel gemme, le verre ou le zinc.

*b*) Elle ne peut se réfléchir régulièrement à la surface des corps cités.

*c*) Elle n'est polarisée par aucun des milieux polarisants ordinaires.

*d*) L'absorption par les différents corps doit dépendre surtout de leur densité.

Ce qui revient à dire que les rayons ultra-violets doivent se comporter tout autrement que les rayons visibles ou infra-rouges et les rayons ultra-violets déjà connus. Ceci paraît assez invraisemblable pour que j'aie cherché à faire une autre hypothèse.

Il semble y avoir une sorte de relation entre les nouveaux rayons et les rayons lumineux ; tout au moins la production d'ombres, de fluorescence et d'actions chimiques semble l'indiquer. Or, on sait depuis longtemps qu'en outre des vibrations qui rendent compte des phénomènes lumineux, il est possible que des vibrations longitudinales se produisent dans l'éther ; certains physiciens pensent même que ces vibrations doivent exister. Toutefois on doit convenir que leur existence n'a jamais été mise en évidence et que leurs propriétés n'ont pas été établies expérimentalement. Ces nouveaux rayons ne devraient-ils pas être attribués à des ondes longitudinales de l'éther ?

Je dois avouer qu'à mesure que je poursuivais ces recherches je me suis accoutumé de plus en plus à cette idée, et je me permets de l'énoncer, sans me dissimuler que l'hypothèse demande à être établie plus solidement.

---

## QUELQUES PROPRIÉTÉS DES RAYONS DE RÖNTGEN (1);

Par M. J. PERRIN.

Après avoir répété l'expérience fondamentale du professeur Röntgen et classé par ordre de transparence les substances que je pensais

(1) Extrait d'une note publiée dans les *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXII, p. 186.

pouvoir employer, je me suis attaché plus spécialement à l'étude des conditions de propagation des nouveaux rayons.

1. Je plaçai devant le tube deux diaphragmes circulaires en laiton (lequel est opaque) distants de quelques centimètres ; sur une plaque sensible placée un peu plus loin, j'obtins une tache bien définie, avec ombre et pénombre, et les dimensions de cette tache sont conformes à l'hypothèse d'une propagation rectiligne.

Il est donc possible d'isoler des pinceaux définis, dont on étudiera les propriétés.

2. J'ai tenté de faire réfléchir un pinceau de rayons de Röntgen, défini par deux fentes de $0^{mm},5$ distantes de $4^{cm}$. Ce pinceau tombait à 45° sur un miroir d'acier poli, d'où, après réflexion, il aurait pu tomber sur un châssis-charge. Après une heure de pose, on n'obtint absolument aucune impression.

L'expérience ainsi tentée avec un miroir métallique fut reprise avec une plaque de flint comme miroir. La pose fut portée à sept heures : on n'obtint absolument rien.

3. Je cherchai de même à les réfracter. Pour cela, dans la moitié inférieure du pinceau défini par le système de fente, j'interposai d'abord un prisme de paraffine de 20°, puis un prisme de cire de 90°. Les deux parties du pinceau devraient donner des images distinctes, s'il y avait réfraction ; en fait, ces deux images se prolongent exactement, et l'on peut affirmer que, si la déviation existe, elle est inférieure à 1°.

4. Je tentai de former des franges de diffraction.

La partie active du tube fut placée devant une fente très étroite ; à $5^{cm}$ plus loin fut placée une fente de $1^{mm}$, enfin à $10^{cm}$ plus loin, le châssis chargé et fermé. La pose dura neuf heures ; j'obtins une image à bords très nets, sur laquelle on ne voit aucune frange.

Je mis exactement à la place de la plaque précédente une deuxième plaque sensible, et j'opérai cette fois à châssis ouvert, de manière à recevoir la lumière verte issue du tube ; en quelques minutes, cette lumière donna une silhouette exactement superposable à la précédente, mais sur laquelle se voient des franges.

Si donc le phénomène est périodique, la période est très inférieure à celle de la lumière verte employée.

Il est bon d'observer que cette expérience, faite très rigoureusement, prouve la propagation rectiligne de rayons de Röntgen. Autour de cette propriété, qu'ils possèdent plus rigoureusement que la lumière, se groupent celles que j'ai signalées dans cette note.

## NOUVELLES PROPRIÉTÉS DES RAYONS X;

Par MM. L. BENOIST et D. HURMUZESCU.

En présence des diverses hypothèses par lesquelles on a essayé d'expliquer les récentes expériences sur les rayons X, nous nous sommes proposé d'étudier l'action de ces rayons, en dehors et assez loin du tube de Crookes qui les produit, sur des corps électrisés soustraits à la fois à toute action lumineuse et à toute action électrique extérieure.

Nous avons fait agir les rayons d'un tube de Crookes, qu'actionnait une assez forte bobine, sur les feuilles d'or d'un électroscope Hurmuzescu, éloignées d'environ $20^{cm}$ du tube, et successivement chargées d'électricité positive et négative.

Dans cet électroscope, le système conducteur isolé est à l'intérieur d'un cylindre de Faraday, formé par une cage métallique rectangulaire, qui est mise en communication avec le sol, et que ferment deux vitres mobiles dont on peut à volonté changer la nature. L'isolement obtenu par un disque de diélectrine que recouvre le tube de garde permet une conservation parfaite de la charge pendant plusieurs mois.

C'est en remplaçant successivement, par différentes plaques énumérées plus loin, la vitre en regard du tube de Crookes [1] que nous avons obtenu les résultats suivants :

Les rayons X déchargent immédiatement et complètement l'électroscope, plus rapidement si la charge est négative que si elle est positive. Cette action se produit au travers de plaques métalliques (aluminium) formant écran parfait, aussi bien au point de vue lumineux qu'au point de vue électrique. Elle se produit avec des degrés très différents de rapidité selon la nature et l'épaisseur des corps interposés. Nous avons donc ainsi à notre disposition une méthode nouvelle d'investigation applicable à l'étude de ces rayons et devant permettre d'obtenir sur leur véritable nature des indications importantes.

---

[1] Celles qui étaient bonnes conductrices se trouvaient ainsi directement reliées au sol; les autres étaient doublées, du côté des feuilles d'or, par une plaque d'aluminium, de 1 millimètre d'épaisseur, dont nous avions préalablement établi le rôle.

Cette méthode permet, en même temps, de réaliser sur ces rayons une expérience de cours, très simple et très démonstrative.

Voici le résumé de nos premières expériences :

La plaque à étudier étant mise en place, l'électroscope chargé à 40° de divergence environ, le tube de garde replacé, le tube de Crookes mis en activité, nous avons observé :

1° Papier noir (seize feuilles superposées), la chute des feuilles d'or est immédiate et complète en quelques secondes ; elles ne se relèvent pas ;

2° Plaque de laiton de 2 dixièmes de millimètre d'épaisseur, aucun changement dans la divergence des feuilles d'or;

3° Plaque d'aluminium de 1 dixième de millimètre, chute immédiate, complète en quelques secondes : même résultat avec des plaques d'aluminium atteignant jusqu'à $1^{mm}$ d'épaisseur et même plus, et le tube de Crookes étant éloigné jusqu'à $30^{cm}$ ; la chute complète des feuilles d'or exige à peine quelques secondes de plus.

Nous avons soigneusement vérifié la valeur électrique de l'écran métallique formé par la cage et la plaque mises au sol.

Les corps qui se laissent traverser facilement sont ensuite : l'argent en feuilles battues, des feuilles de papier imbibées de dissolutions métalliques, la fibre vulcanisée, la gélatine, le celluloïd, l'ébonite, l'étain, etc.

Ne se laissent pas traverser, au moins sous les épaisseurs employées : le laiton, le zinc, le verre, la porcelaine dégourdie ($3^{mm}$), etc.

Nous ne donnons encore aucun résultat quantitatif, nous proposant de développer l'emploi de notre méthode d'investigation à l'égard des rayons X.

---

## DE LA PHOTOGRAPHIE DES OBJETS MÉTALLIQUES A TRAVERS DES CORPS OPAQUES, AU MOYEN D'UNE AIGRETTE D'UNE BOBINE D'INDUCTION, SANS TUBE DE CROOKES;

Par M. G. MOREAU.

En répétant les expériences de Röntgen sur la photographie des objets à travers les corps opaques au moyen d'un tube de Crookes, j'ai obtenu à travers une couche de carton de plusieurs millimètres

des épreuves nettes de différents objets en métal (clef d'acier, support en cuivre d'une chambre claire, roue en aluminium). Toutes ces épreuves présentent le relief des objets dû à des ombres dont l'orientation indique que les rayons actifs semblent venir de la partie positive du tube de Crookes et contourner les objets.

J'ai eu l'idée de substituer au tube de Crookes l'aigrette d'une forte bobine d'induction, actionnée par un courant moyen de 6 ampères. L'aigrette était produite entre une pointe positive et un petit plateau ou une ou plusieurs autres pointes négatives.

La plaque sensible a été placée avec l'objet à photographier (roue en aluminium de $1^{mm}$ d'épaisseur) à l'intérieur d'une boîte en carton complètement close. La boîte pouvait être disposée *normalement* ou *parallèlement* à l'effluve et en être séparée par du carton ou une planche en bois de $5^{cm}$ d'épaisseur.

Une première observation, faite avec cinq aigrettes normales à la boîte, n'a rien donné de sensible.

Six autres photographies ont été faites avec une aigrette parallèle, et ont donné des épreuves négatives absolument nettes et très intenses.

Toutes ces épreuves présentent un maximum d'action à la hauteur de l'aigrette. Elles indiquent ainsi que, comme dans le tube de Crookes, les rayons actifs viennent de la région positive du système oscillatoire.

Les deux photographies, faites à travers bois, m'indiquent une absorption notable des rayons et une réfraction sensible que je n'ai pu mesurer exactement jusqu'alors.

La durée de pose a varié entre une demi-heure et une heure, et j'espère pouvoir la réduire prochainement : l'intensité des épreuves indique la possibilité de la chose.

J'ai essayé également de photographier, avec une aigrette de machine électrostatique, les objets précédents. Je n'ai rien obtenu jusqu'ici.

---

## LES RAYONS X ET LES RAYONS ULTRA-VIOLETS;

Par M. C. RAVEAU.

M. Röntgen énumère quatre caractères qui différencient les rayons X des rayons ultra-violets et infra-rouges que nous connaissons. Le troisième, c'est-à-dire l'impossibilité de polariser les rayons X, semble être une conséquence immédiate des deux premiers, puisque nous ne savons guère produire la polarisation que par réflexion et par réfraction; les deux premiers (joints au troisième qui n'en est pas distinct) peuvent se résumer en un seul énoncé : *L'indice de tous les corps pour les rayons X est très voisin de l'unité.*

Il est vrai que nous ne connaissons pas, jusqu'ici, de rayons ultra-violets ou infra-rouges jouissant de cette propriété; mais il ne sera peut-être pas inutile de rappeler que les formules déduites de plusieurs théories de la dispersion donnent, pour la limite de l'indice, lorsque la période décroît indéfiniment, la valeur 1. Il en est ainsi de la théorie mécanique et de la théorie électromagnétique donnée par Helmholtz (1), et de celles de MM. Ketteler (2) et Drude (3), qui conduisent exactement aux mêmes résultats. Tous les corps transparents, pour lesquels l'indice varie en sens inverse de la période, présenteraient dans l'ultra-violet une bande d'absorption énergique au-delà de laquelle l'indice, devenu plus petit que 1, tendrait vers l'unité par valeurs croissantes. L'existence de cette absorption a été vérifiée dans plusieurs cas, en particulier pour le verre et l'air atmosphérique; parmi les corps opaques, on peut remarquer que, pour l'argent en particulier, dont la transparence va croissant à mesure qu'on s'avance dans l'ultra-violet, l'indice est très faible (0,25 environ), ce qui est également d'accord avec la théorie. Il ne semble donc pas impossible que les rayons X soient des rayons ultra-violets de très courte période.

Dans cette hypothèse, il n'y aurait plus, à proprement parler, d'absorption, puisque la période propre des vibrations moléculaires serait notablement plus grande que celle des vibrations de l'éther;

---

(1) Helmholtz, *Electromagnetische Theorie der Farbenzerstreung*, Wiedemann's Annalen, t. XLVIII, pp. 389 et 723.

(2) Ketteler, *Dispersionsformel*, *ibid.*, XLIX, p. 382. Voir aussi la *Lumière Électrique*, t. XLIX, p. 570.

(3) Drude, *Physik des Aethers*, pp. 527-529.

c'est en effet ce qu'a constaté M. Röntgen : les corps qui ne laissent pas passer les rayons X agissent surtout en les diffusant, comme des milieux troubles. Nous sommes ici en présence d'un phénomène nouveau, mais il semble être la conséquence naturelle du fait que la longueur d'onde cesse d'être très grande par rapport aux intervalles moléculaires.

---

## SUR LES VARIATIONS DU RAPPORT DES DEUX CHALEURS SPÉCIFIQUES DES GAZ AVEC LA TEMPÉRATURE ET LA PRESSION ;

Par M. E. H. AMAGAT.

I. Les lois suivant lesquelles varie le rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz avec la température et la pression sont à peu près inconnues ; les déterminations faites sous des pressions voisines de la pression normale, et à des températures supérieures à la température ambiante, ont conduit à des résultats contradictoires, ce qui s'explique assez facilement par les difficultés que comportent ces expériences. Jusqu'à ces derniers temps, la science ne possédait que des valeurs de chaleurs spécifiques sous pression constante et dans des limites de pressions insuffisantes pour en suivre les variations.

Récemment, M. Joly, de Dublin, a déterminé par une méthode ingénieuse les chaleurs spécifiques sous volume constant de l'air, de l'hydrogène et de l'acide carbonique entre 0 et 100° et dans des limites de pression relativement étendues, près de 100 atmosphères pour l'acide carbonique ; d'autre part, la relation bien connue

$$C - c = AT \frac{dp}{dt}\frac{dv}{dt}, \qquad \text{soit :} \qquad \frac{C}{c} = \frac{c + AT \frac{dp}{dt}\frac{dv}{dt}}{c}$$

permet de calculer le rapport $\frac{C}{c}$ que je désignerai par $\gamma$, si on connaît les valeurs du produit $AT \frac{dp}{dt}\frac{dv}{dt}$ que je désignerai par N ; j'ai donné, dans mon dernier mémoire, les données nécessaires dans des limites étendues de température et de pression. Je viens d'avoir tout récemment connaissance d'un travail considérable de M. Lussana, de Padoue, qui a déterminé les chaleurs spécifiques à pression constante

de plusieurs gaz pour la température moyenne de 50°, et jusque vers 40 atmosphères ; j'ai cherché naturellement à me servir de ces résultats pour déterminer le rapport $\gamma$, soit en les divisant par ceux de M. Joly, soit en les calculant au moyen des valeurs de N ; malheureusement, outre qu'on n'aurait ainsi que des variations relatives à la pression, et dans des limites restreintes, les deux séries de valeurs en question ne paraissent point satisfaire à la première des relations ci-dessus ; je reviendrai plus loin sur ce point.

Les deux tableaux qui suivent sont relatifs à l'acide carbonique ; ils font connaître : les valeurs de $c$ obtenues au moyen des formules empiriques de M. Joly, celles de C calculées au moyen de $c$ et N, leur rapport $\gamma$ et les éléments du calcul de N. Les valeurs de $c$ contenues au premier tableau répondent à une densité légèrement différente de celle qui correspond à la formule empirique, mais la différence est telle qu'il ne peut en résulter aucune erreur appréciable.

ACIDE CARBONIQUE.

*Sous volume constant pour une densité égale à* 0,124.

| T | P | $\frac{dp}{dt}$ | $\frac{dv}{dt}$ | $AT\frac{dp}{dt}\frac{dv}{dt}$ | $c$ | C | $\frac{C}{c}=\gamma$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | atm | | | | | | |
| 20° | 45,1 | 0,324 | 0,0001820 | 0,2094 | 0,2144 | 0,4238 | 1,930 |
| 30 | 48,3 | 0,318 | 0,0001697 | 0,1988 | 0,2076 | 0,4064 | 1,939 |
| 40 | 51,4 | 0,310 | 0,0001517 | 0,1790 | 0,2018 | 0,3802 | 1,884 |
| 50 | 54,5 | 0,307 | 0,0001248 | 0,1504 | 0,1971 | 0,3475 | 1,763 |
| 60 | 57,6 | 0,303 | 0,0001145 | 0,1404 | 0,1936 | 0,3340 | 1,725 |
| 70 | 60,6 | 0,300 | 0,0001056 | 0,1321 | 0,1911 | 0,3232 | 1,691 |
| 80 | 63,5 | 0,297 | 0,0000961 | 0,1224 | 0,1897 | 0,3121 | 1,645 |
| 90 | 66,5 | 0,295 | 0,0000902 | 0,1153 | 0,1894 | 0,3047 | 1,609 |
| 100 | 69,5 | 0,292 | 0,0000840 | 0,1126 | 0,1902 | 0,3028 | 1,592 |

*A la température moyenne de* 50°.

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 50 | 50atm | 0,265 | 0,0001300 | 0,1353 | 0,1918 | 0,3271 | 1,705 |
| 50 | 60 | 0,370 | 0,0001250 | 0,1815 | 0,2010 | 0,3825 | 1,903 |
| 50 | 70 | 0,505 | 0,0001428 | 0,2831 | 0,2132 | 0,4963 | 2,327 |
| 50 | 80 | 0,689 | 0,0001687 | 0,4563 | 0,2303 | 0,6866 | 2,981 |
| 50 | 90 | 0,960 | 0,0002133 | 0,8040 | 0,2585 | 0,9550 | 3,308 |
| 50 | 100 | 1,460 | 0,0002020 | 1,1105 | 0,3056 | 1,4161 | 4,633 |

On voit, par le premier tableau, que pour une densité constante égale à 0,124, tandis que $c$ entre 20° et 100° décroît depuis 0,2144 jusqu'à 0,1902, C décroît aussi, mais plus rapidement (de 0,4238 à 0,3028), de telle sorte que le rapport $\gamma$ décroît de 1,930 à 1,592.

Toutes ces valeurs sont de beaucoup supérieures à celles relatives

à la pression normale qui sont voisines de 1,3 (1,298 d'après le récent travail de M. Maneuvrier, 1,299 d'après mes expériences de 1873); on voit donc que dans ces limites $\gamma$ croît avec la pression d'une façon notable, quoique les variations soient infiniment moindres que celles présentées par le second tableau entre 50 atmosphères et 100 atmosphères; on voit, en effet, que dans ces limites de pression et à la température moyenne de 50°, $c$ croissant de 0,1918 à 0,3056, C croît aussi, mais bien plus rapidement, de telle sorte que $\gamma$ croît de 1,705 à 4,633.

Enfin, il résulte de la comparaison des deux tableaux que, sous pression constante, $\gamma$ décroît assez rapidement quand la température croît.

Il est, du reste, facile de prévoir ce qui arriverait à la température de 50° sous des pressions notablement plus fortes : il suffirait pour cela de considérer la suite des valeurs de N à cette température, et dont voici le tableau :

ACIDE CARBONIQUE.

*Valeurs de* AT $\frac{dp}{dt}\frac{dv}{dt}$ *à* 50°.

| P | | P | | P | | P | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 50atm | 0,1353 | 90atm | 0,6965 | 200atm | 0,3452 | 600atm | 0,1907 |
| 60 | 0,1815 | 100 | 1,1105 | 300 | 0,2515 | 700 | 0,1819 |
| 70 | 0,2331 | 125 | 0,7934 | 400 | 0,2222 | 800 | 0,1749 |
| 80 | 0,4563 | 150 | 0,4780 | 500 | 0,2040 | 900 | 0,1714 |

On voit que ces valeurs, après avoir passé par un maximum très prononcé, au voisinage de 100 atmosphères, diminuent ensuite d'abord rapidement, puis de plus en plus lentement ; il résulte de là qu'à moins de changements brusques dans la valeur de $c$, qu'on n'a aucune raison de supposer, $\gamma$ doit aussi passer par un maximum peu éloigné des limites du tableau, pour décroître ensuite régulièrement. Il suffit, pour se rendre compte de ces variations rapides, d'examiner sur mon réseau la forme de l'isotherme dans la région correspondante ; on verra que c'est entre 100 atmosphères et 125 atmosphères que cette courbe change subitement d'allure avant de couper le lieu des ordonnées minima. A une température plus rapprochée de la température critique ces variations seraient encore plus prononcées ; les données expérimentales pour pousser sérieusement l'examen jusqu'au point critique font défaut.

Au contraire, à des températures plus élevées, ces variations s'affaiblissent graduellement, et le maximum par lequel passent les valeurs de $\gamma$ finirait par disparaître ; ici encore les données font défaut ; j'y suppléerai par l'examen de corps se rapprochant de l'état parfait comme l'air et l'hydrogène ; je ferai enfin remarquer que les variations que nous venons d'étudier dépendent surtout de celles des valeurs de N et, par suite, les lois de ces variations pourraient encore rester les mêmes s'il existait des erreurs systématiques assez considérables dans la détermination de $c$ ; par exemple, en supposant ce coefficient constant, on retrouverait encore les mêmes lois, il faudrait pour le modifier admettre des erreurs qui paraissent inadmissibles même en tenant compte de la difficulté que présentent des recherches aussi délicates.

II. Malheureusement, l'examen de l'air et de l'hydrogène ne peut être fait dans les mêmes conditions que pour l'acide carbonique, parce que M. Joly n'a déterminé leur chaleur spécifique $c$ que jusque sous des pressions moins élevées que la limite inférieure de mes tableaux, que les circonstances ne m'ont point permis de terminer.

Toutefois, si on construit pour une température donnée les courbes des valeurs du produit N, leur forme est telle que le raccordement avec les pressions inférieures pour lesquelles Regnault a donné les deux coefficients de dilatation, peut se faire avec assez d'exactitude pour l'air ; je me suis servi aussi des coefficients de dilatation donné par M. Witkowski. Le tableau qui suit montre que les variations des valeurs de N sont infiniment moindres que pour l'acide carbonique, quoique le maximum existe encore pour l'air vers 350 atmosphères, et même aussi pour l'hydrogène, mais réduit à être à peine sensible.

*Valeurs de* $AT \frac{dp}{dt} \frac{dv}{dt}$.

| | atm. 1 | atm. 20 | atm. 50 | atm. 100 | atm. 200 | atm. 500 | atm. 1000 | atm. 1500 | atm. 2000 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Air à 0° ........ | 0,0683 | 0,0753 | 0,0850 | 0,1015 | 0,1287 | 0,1390 | 0,1207 | 0,0955 | 0,0935 |
| — à 50° ....... | 0,0682 | 0,0728 | 0,0816 | 0.0924 | 0,1150 | 0,1237 | 0,1183 | 0,1050 | 0,0930 |
| Hydrogène à 0°. | 0,984 | 1,008 | 1,034 | 1,062 | 1,079 | 1,063 | 0,953 | 0,903 | 0,860 |
| — à 50°. | 0,984 | 0,998 | 1,018 | 1,044 | 1,071 | 1,084 | 0,953 | 0,929 | 0,899 |

D'autre part, j'ai cherché à me servir des nombres de M. Lussana ; mais, comme je l'ai déjà dit, la différence (C — $c$) déduite de ces

résultats et de ceux de M. Joly, qui devrait être égale aux valeurs correspondantes de N, en diffère de quantitésin admissibles, et précisément de sens contraire aux erreurs qui auraient le plus de chance de se produire dans le raccordement des courbes dont je viens de parler ; c'est ce que montre le tableau suivant qui donne les valeurs de $C_L$ de M. Lussana, de $c_J$ de M. Joly, leurs différences $(C_L - c_J)$ et les rapports $\gamma$ obtenus :

Soit en divisant $C_L$ par $c_J$, soit au moyen de N et de l'une ou l'autre de ces valeurs.

*Air à 50°.*

| P | C LUSSANA | c JOLY | $C_L - C_J$ | $AT \frac{dp}{dt} \frac{dv}{dt}$ | $\frac{C_L}{c_J}$ | $\frac{C}{c}$ calc. avec $C_L$ | $\frac{C}{c}$ calc. avec $c_J$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1^atm | 0,2371 | 0,1715 | 0,0656 | 0,0683 | 1,382 | 1,416 | 1,396 |
| 10 | 0,2506 | 0,1718 | 0,0808 | 0,0702 | 1,458 | 1,390 | 1,410 |
| 20 | 0,2656 | 0,1721 | 0,0935 | 0,0732 | 1,543 | 1,380 | 1,425 |
| 30 | 0,2806 | 0,1724 | 0,1076 | 0,0756 | 1,627 | 1,369 | 1,436 |
| 40 | 0,2956 | 0,1727 | 0,1229 | 0,789 | 1,712 | 1,360 | 1,457 |
| 50 | 0,3610 | 0,1730 | 0,1376 | 0,0816 | 1,795 | 1,356 | 1,472 |

On voit que les résultats sont fort différents ; les rapports calculés au moyen de $C_L$ et de N iraient en diminuant, ce qui ne conduirait plus à un maximum qu'on peut prévoir pour l'air, au moins d'après ce qui arrive pour l'acide carbonique, non seulement en faisant le calcul au moyen du nombre de M. Joly, comme ci-dessus, mais encore en divisant les $C_L$ par les $c_J$.

On remarquera la rapidité avec laquelle croissent, même aux pressions supérieures les $C_L$, ce qui serait, comme le fait du reste remarquer l'auteur, en désaccord formel avec les expériences de Regnault : les valeurs de C calculées au moyen des $c^J$ varient beaucoup moins rapidement, et l'accroissement qui correspondrait aux limites des expériences de Regnault, presque insignifiant ; d'autre part enfin, d'après les nombres de M. Lussana, les variations de C avec la pression seraient presque du même ordre pour l'hydrogène, l'air et l'acide carbonique, ce qui paraît peu probable ; les résultats de M. Joly paraissent donc mieux cadrer sous certains rapports avec l'ensemble des faits, quoique sa formule empirique donne pour l'acide carbonique, sous la pression normale, une valeur de $c$ qui paraît un peu trop forte.

Pour l'hydrogène, l'ensemble des résultats de M. Joly paraît indi-

quer pour $c$, la pression croissant, une diminution à peine sensible et qui doit certainement être très petite; par suite, si on considère que pour ce gaz les valeurs de N varient fort peu, on en conclura que, surtout à partir de la pression au-delà de laquelle les variations de N et de $c$ seraient de même sens, $\gamma$ doit extrêmement peu varier.

Pour l'acide carbonique, les variations considérables de ce rapport qui se produisent un peu avant le minimum du produit $pv$ sont corrélatives des variations également considérables de N; ces dernières disparaîtraient sous des pressions de plus en plus fortes, et certainement aussi, sous une pression donnée, à des températures suffisamment élevées; c'est ce que confirme le tableau ci-dessus relatif à l'air et à l'hydrogène, où, surtout pour ce dernier gaz, les variations de N sont extrêmement faibles, et du reste sensiblement indépendantes de la température.

L'ensemble de ces remarques permet de présumer, avec une grande probabilité, que pour tous les gaz les variations de $c$ et de N diminuent progressivement quand la température s'élève, et aussi quand la pression croît, à partir du voisinage de l'ordonnée minima, région vers laquelle les variations sont les plus grandes, et que, par suite, le rapport des deux chaleurs spécifiques tend à devenir de plus en plus constant quand on s'avance vers cette région du réseau où les isothermes (construites sur $p$ et $pv$) ont une courbure à peine sensible, et sont presque parallèles; on retrouverait ainsi, dans la région de grande condensation, une loi simple analogue, mais non identique (je reviendrai plus loin sur ce point), à celle qui caractérise l'état pour ainsi dire opposé de gaz parfait; c'est, du reste, un fait général que j'ai eu plusieurs fois l'occasion de faire remarquer à propos des lois de compressibilité et de dilatation des fluides: le retour des lois compliquées provenant du voisinage des changements d'état aux lois limitées simples, caractérisant les états opposés, se fait soit par l'élévation de température, soit par l'accroissement de la pression; c'est bien aussi quelque chose d'analogue qui a lieu, ainsi que je l'ai montré en détail, relativement aux perturbations dues au maximum de densité de l'eau.

III. Les gaz pour lesquels, sous la pression normale, $\gamma$ diffère peu de 1,4 appartiennent au groupe de ceux dont on considère la molécule comme formée de deux atomes (hydrogène, oxygène, azote, air, oxyde de carbone, acide chlorhydrique, etc.). Les autres gaz dont la molécule est plus compliquée et la valeur de $\gamma$ notablement inférieure,

pourraient probablement être rangés d'après leur constitution moléculaire par groupes, pour les différents corps de chacun desquels les valeurs de $\gamma$ s'écarteraient peu d'une valeur moyenne caractéristique du groupe; on s'éloignerait ainsi graduellement, par groupes successifs, de la valeur théorique maxima que réaliserait la vapeur mercurielle d'après les expériences de MM. Kundt et Warburg. Les différences dues à l'état d'imperfection doivent être, *pour de faibles pressions*, par exemple sous la pression normale, notablement moindres que celles qui dépendent de la complication moléculaire; en tout cas, pour l'acide carbonique en particulier, sous la pression normale, on sait que C croît avec la température; comme du reste le produit $\frac{dp}{dt}\frac{dv}{dt}$, qu'on ne peut calculer qu'approximativement, tend plutôt à diminuer, il en résulte que $\gamma$ ne peut que décroître quand on élève la température; le sens de cette variation est donc le même sous toutes les pressions.

IV. Les variations de la chaleur spécifique $c$, avec la pression, peuvent donner lieu à quelques remarques intéressantes.

1° On sait que, même à partir du voisinage de la courbe de liquéfaction, le coefficient de pression $\frac{dp}{dt}$ pour un volume donné, varie extrêmement peu avec la température, on l'a considéré comme constant; dans mes calculs, j'ai fait souvent cette hypothèse, au moins à titre d'assez grande approximation; s'il en était rigoureusement ainsi, la relation bien connue

$$\frac{dc}{dv} = \text{AT}\,\frac{d^2p}{dt^2}$$

exigerait que $c$ fût rigoureusement indépendant du volume, tandis qu'il présente des variations qui, par exemple pour l'acide carbonique, sont considérables à une température donnée, résultat qui serait en désaccord avec l'opinion vers laquelle paraissent incliner MM. W. Ramsay et Syd. Young et M. Barus, que le coefficient de pression est fonction du volume seul; cependant, en faisant le calcul au moyen de la relation ci-dessus, on trouve que les variations même notables de $c$ correspondent à des variations du coefficient de pression extrêmement petites et de l'ordre de grandeur de celles qu'on croit pouvoir attribuer aux erreurs expérimentales; on ne saurait donc, pour le moment, dire qu'il y ait incompatibilité entre les résultats

de M. Joly et ceux que l'expérience a fournis pour les coefficients de pression;

2° Si on désigne par M l'énergie moléculaire totale, l'une des relations de la théorie dynamique peut être mise sous la forme suivante:

$$dq = \mathrm{A}\left(\frac{3}{2}\frac{d\,(pv)}{dt} + \frac{1}{2}\frac{d\,[\Sigma r\varphi\,(r)]}{dt} + \frac{d\mathrm{M}}{dt}\right)dt + (\pi' + p)\,dv,$$

dans laquelle $\frac{1}{2}\,\Sigma r\varphi\,(r)$ est le viriel des forces intérieures, et $\pi'$ est égal à $\frac{1}{3}\,\Sigma r\varphi\,(r)$.

On peut (voir ma note du 4 mars 1893) écrire pour une isotherme quelconque :

$$\frac{1}{2}\,\Sigma r\varphi\,(r) = 3\,(p_0v_0 - pv),$$

$p_0$ et $v_0$ se rapportant à une pression assez faible pour que, sous cette pression, le viriel intérieur soit nul; en substituant cette valeur du viriel dans la première relation et en réduisant, il vient :

$$dq = \mathrm{A}\left(\frac{3}{2}\frac{d\,(p_0v_0)}{dt} + \frac{d\mathrm{M}}{dt}\right)dt + l\,dv.$$

Par suite:

$$c = \mathrm{A}\left(\frac{3}{2}\frac{d\,(p_0v_0)}{dt} + \frac{d\mathrm{M}}{dt}\right) = \mathrm{A}\left(\mathrm{C^{te}} + \frac{d\mathrm{M}}{dt}\right),$$

puisque sous la pression $p_0$ l'ordonnée $p_0v_0$ croît proportionnellement à la température; il résulte de là que, pour les gaz, la valeur de $\frac{d\mathrm{M}}{dt}$, et par suite celle de M, dépend du volume, puisque $c$, pour une température donnée, en dépend, *même aux pressions inférieures;* ainsi, même dans ces conditions, l'énergie moléculaire n'est point fonction de la température seule, comme on l'admet généralement dans la théorie, ce qui revient au fond, quant à l'hypothèse de mouvements stationnaires très petits relativement aux distances intermoléculaires, à une conclusion analogue à celle que j'ai déjà formulée dans la note que je viens de rappeler.

V. J'ai examiné plus haut les circonstances dans lesquelles on peut présumer que les variations de $\gamma$ doivent devenir extrêmement

faibles; dans ces conditions, on peut établir une relation analogue à celle de Laplace, et applicable à titre de formule approchée dans des limites de pression convenablement choisies.

Des relations :

$$Cdt + hdp = cdt + ldv = o,$$

on tire :

$$\frac{C}{c} = \frac{h}{l}\left(\frac{dp}{dv}\right) = \frac{dv}{dp}\left(\frac{dp}{dv}\right).$$

Ceci étant, en un point d'une isotherme construite en portant $p$ en abscisse et $pv$ en ordonnée, le coefficient angulaire de la tangente est :

$$\varepsilon = \frac{d\,(pv)}{dp} = p\,\frac{dv}{dp} + v, \qquad \text{d'où:} \qquad \frac{dv}{dp} = \frac{\varepsilon - v}{p}.$$

Substituant cette valeur de $\frac{dv}{dp}$, il vient :

$$\frac{C}{c} = \varepsilon - \frac{v}{p}\,\frac{dp}{dv}, \qquad \text{soit :} \qquad \frac{C}{c}\,\frac{dv}{v-\varepsilon} + \frac{dp}{p} = o,$$

relation qui ne diffère de l'équation différentielle de la formule de Laplace que par le terme $\varepsilon$ qui a évidemment la dimension d'un volume; c'est l'équation différentielle de la détente adiabatique dans le cas général; elle s'applique à tous les fluides, mais elle ne peut être intégrée que dans des cas particuliers, puisque $\varepsilon$ et $\frac{C}{c}$ sont des fonctions inconnues des variables; or, dans le cas qui nous occupe, ces fonctions étant sensiblement constantes, on pourra, en considérant seulement leurs valeurs moyennes, intégrer, ce qui donne la relation :

$$p\,(v-\varepsilon)^{\frac{C}{c}} = C^{te}.$$

Sous de faibles pressions, pour les gaz voisins de l'état parfait comme l'hydrogène, $\varepsilon$ peut être négligé devant $v$, et on retrouve la formule ordinaire de Laplace; mais pour les fluides comprimés $\varepsilon$ joue un rôle d'autant plus considérable que la densité est plus grande : pour l'hydrogène, par exemple, il devient égal à la moitié du volume vers 2.000 atmosphères.

*Remarque relative au coefficient* $\varepsilon$. — Le coefficient $\varepsilon$ dont je viens de faire usage pourrait souvent être introduit avec avantage dans les formules de la thermodynamique; je donne comme exemples très simples, outre le cas qui précède, les deux suivants :

1° Si dans l'expression du coefficient de compressibilité, on remplace $\frac{dv}{dp}$ par sa valeur $\frac{\varepsilon - v}{p}$ trouvée ci-dessus, on obtient :

$$\mu = -\frac{1}{v}\frac{dv}{dp} = -\frac{1}{v}\frac{\varepsilon - v}{p}, \qquad \text{soit :} \qquad \mu = \frac{1}{p}\left(1 - \frac{\varepsilon}{v}\right),$$

relation qui permet de voir facilement le sens des variations de $\mu$.

Pour les liquides, comme $\varepsilon$ varie très lentement, elle peut servir à calculer dans des limites assez étendues de pression, et avec la seule valeur moyenne de $\varepsilon$, le coefficient de compressibilité pour une pression et un volume donnés;

2° La valeur du coefficient de dilatation sous pression constante $\alpha$ peut s'écrire :

$$\alpha = \frac{1}{v}\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{v}\frac{dv}{dp}\frac{dp}{dt}.$$

Soit, en y substituant comme ci-dessus la valeur de $\frac{dp}{dt}$,

$$\alpha = -\frac{1}{p}\frac{\varepsilon - v}{p}\frac{dp}{dt} = \frac{1}{p}\frac{dp}{dt}\frac{v - \varepsilon}{v}, \qquad \text{soit :} \qquad \frac{\alpha}{\beta} = 1 - \frac{\varepsilon}{v},$$

en désignant par $\beta$ le coefficient sous volume constant.

Cette relation montre, avec une simplicité extrême, comment varie le rapport de deux coefficients de dilatation suivant le signe du coefficient angulaire, c'est-à-dire suivant qu'on est à droite ou à gauche de l'ordonnée minima, autrement dit, suivant que le fluide se comprime plus ou moins que s'il suivait la loi de Mariotte.

---

## PROPRIÉTÉS THERMODYNAMIQUES DE L'AIR ATMOSPHÉRIQUE [1];

Par M. A. WITKOWSKI.

Ce mémoire doit être considéré comme la suite des recherches sur la dilatation thermique et sur la compressibilité de l'air, présentées

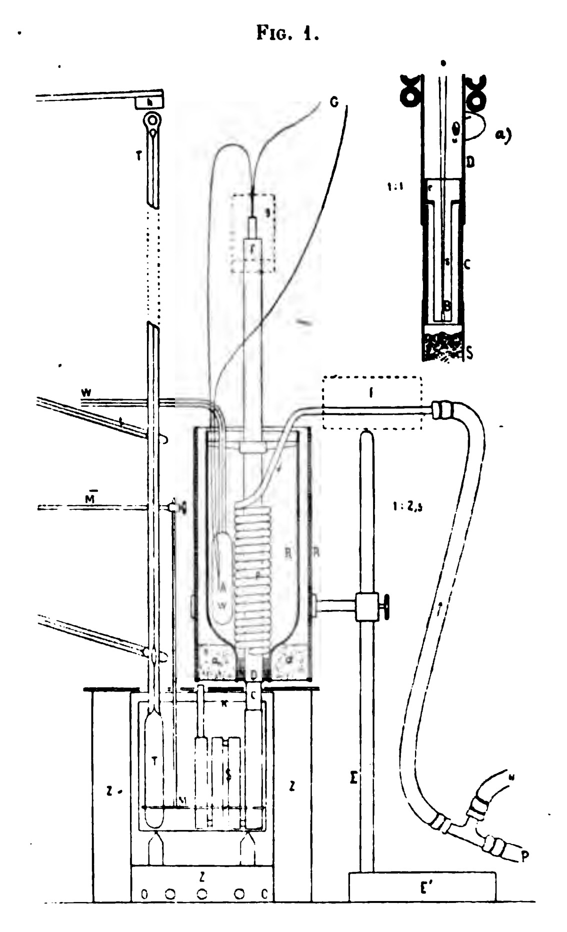
---

[1] Extrait d'un mémoire plus étendu du *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, octobre-novembre 1895.

à l'Académie de Cracovie, en 1891 ([1]). Il contient une relation détaillée des expériences et des calculs, portant sur la chaleur spécifique de l'air et ses variations.

1. *Méthode calorimétrique et description de l'appareil.* — Ayant en

FIG. 1.



vue la détermination de la chaleur spécifique aux températures très basses, l'auteur a modifié en quelques détails le calorimètre à eau, employé dans un but semblable par MM. Regnault et E. Wiedemann. La quantité de gaz est mesurée directement par la balance ; à cet

([1]) *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, mai 1891.

effet, on comprimait l'air pur et desséché dans des flacons résistants, en acier ou en cuivre, jusqu'à 80-100 atmosphères. On employait des masses d'air, variant de 13 à 60 grammes. Pour éliminer l'influence des variations de température que le gaz éprouve en passant de la chaudière (réfrigérant) au calorimètre, on mesurait directement la température de l'air à l'entrée du système des tubes plongés dans l'eau du calorimètre. Pour ces mesures, on s'est servi d'un couple thermoélectrique, composé de fils très fins, en cuivre et nickel. On obtient ainsi la petite différence des températures du gaz et de la chaudière (réfrigérant), tandis que la température de cette dernière est déterminée au moyen d'un thermomètre à hydrogène. Pour obtenir la température exacte du courant de gaz, à l'abri des radiations des corps environnants, l'auteur a fait usage d'un principe, appliqué dans les thermomètres-frondes et dans la méthode thermométrique dite « d'aspiration ».

L'appareil se compose de deux parties indépendantes : le calorimètre avec son enveloppe, et la chaudière jointe au système des tubes métalliques, où a lieu l'égalisation des températures du gaz et de l'eau. La fig. 1 et $1_a$ en montre la disposition :

K, calorimètre en argent ; volume : 250 cm³ ; poids : 98,310 gr. ;

Z, son enveloppe à double paroi, contenant de l'eau, isolée à l'extérieur par une couche de coton et de papier ;

M, agitateur et sa tige, dont le mouvement est entretenu par un pendule ;

T, thermomètre à 0°,02, comparé au thermomètre normal à hydrogène ; *h*, trembleur électrique ;

*t*, *t'*, thermomètres secondaires ;

DF, tube en laiton, livrant passage au couple thermoélectrique, fermé en F à la glu marine ; *g*, petit réservoir à eau, pour protéger le ciment contre le froid ;

A, B (*fig.* 1*a*), soudures du couple ;

W, thermomètre à hydrogène ;

S, système de tubes en argent, remplis de fil en argent très fin et comprimé ;

C, tube en verre à mince paroi, joignant DF et S, collé en D à la colle de poisson, en S à la cire ;

*s* (*fig.* 1*a*), tube en argent, très mince et finement poli, destiné à transmettre le gaz de D à S, joint à la flanche *r*, également en argent ; à cause de la conductibilité de l'argent, la température de *s* diffère

très peu de celle de la chaudière ; à son extrémité inférieure, on voit la soudure B, du couple attaché au moyen d'un fil de cocon à une mince traverse d'argent poli, soudée à l'orifice de $s$, et destinée en même temps à protéger la soudure contre le rayonnement de S ;

$p$, serpentin en cuivre, de 1 mètre de longueur, d'un diamètre intérieur de 2 millimètres environ, communiquant, d'une part, avec l'intérieur de DF, par l'orifice $u$, d'autre part (par un tube épais de caoutchouc), avec :

P', où sont joints les flacons contenant l'air comprimé, et avec :

N, conduisant à un manomètre à mercure, de construction simple ;

$f$, réfrigérant auxiliaire dont on fait usage en opérant avec l'oxygène liquide, pour refroidir d'avance le gaz au moyen d'acide carbonique solide ;

R', réservoir en verre, contenant la matière refroidissante (acide carbonique solide et éther, ou bien l'éthylène ou l'oxygène liquéfié) ;

R, enveloppe isolante en verre.

2. *Résumé des résultats.* — La moyenne d'un grand nombre d'expériences donne :

| | | |
|---|---|---|
| de + 20° à + 98°.... | $c_1 = 0,2372$ | 33 exp. |
| de — 77 à + 16°.... | $c_1 = 0,2374$ | 9 exp. |
| de — 102 à + 17°.... | $c_1 = 0,2372$ | 11 exp. |
| de — 170° à + 18°.... | $c_1 = 0,2427$ | 4 exp. |

L'auteur conclut que la chaleur spécifique de l'air, à une pression constante égale à la pression atmosphérique, est indépendante de la température. L'élévation de 2 0/0 qu'on a observée aux plus basses températures est due, selon l'opinion de l'auteur, au petit excès de pression ($0^m,48$ de mercure environ), nécessaire pour entretenir le courant de gaz dans le système des tubes S. En effet, on verra plus loin que l'influence de la pression sur la chaleur spécifique est bien plus considérable aux températures basses (0,03 par atmosphère à — 144°) qu'à la température ordinaire.

3. *Variations de la chaleur spécifique à pression constante* ($c_p$). — Dans son mémoire cité sur la dilatation et la compressibilité de l'air, l'auteur a donné les valeurs des coefficients $\alpha$ et $\eta_0$, pour calculer le volume de l'air, au moyen de la formule suivante :

$$v = \frac{\eta_0}{p}(1+\alpha\theta);$$

$\alpha$ signifie le coefficient de dilatation moyen de 0° à $\theta$°, à pression constante $p$ ; c'est une fonction variable de $\theta$ et $p$.

$\eta_0$ est une fonction de $p$, dite couramment le coefficient d'Amagat, réduit à 0° (1).

En différentiant deux fois la formule précédente, par rapport à la température $\theta$, on obtient :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} = \frac{2\eta_0}{p} \frac{\partial \alpha}{\partial \theta} + \frac{\eta_0}{p} \theta \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \theta^2}.$$

A l'aide d'un calcul graphique, l'auteur a trouvé les valeurs de $\frac{\partial \alpha}{\partial \theta}$ et $\frac{\partial^2 \alpha}{\partial \theta^2}$ pour diverses pressions de 15 à 130 atmosphères, en fonction de $\theta$, de — 144° à 0°.

Soit $t$ la température absolue, correspondante à $\theta$. On a les relations bien connues :

$$t = \theta + 273,$$

et:

$$c_p = c_1 - \frac{t}{Jm} \int_{p_1} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} dp.$$

$c_1$ est la chaleur spécifique à pression constante atmosphérique, qu'on doit regarder comme une constante 0,2372 (§ 2) ; $m$ et J sont la masse du gaz et le coefficient de Joule.

Il suffit de calculer les valeurs de l'intégrale (par voie d'intégration mécanique) pour obtenir les valeurs de $c_p$.

Voici un tableau abrégé des résultats obtenus par l'auteur :

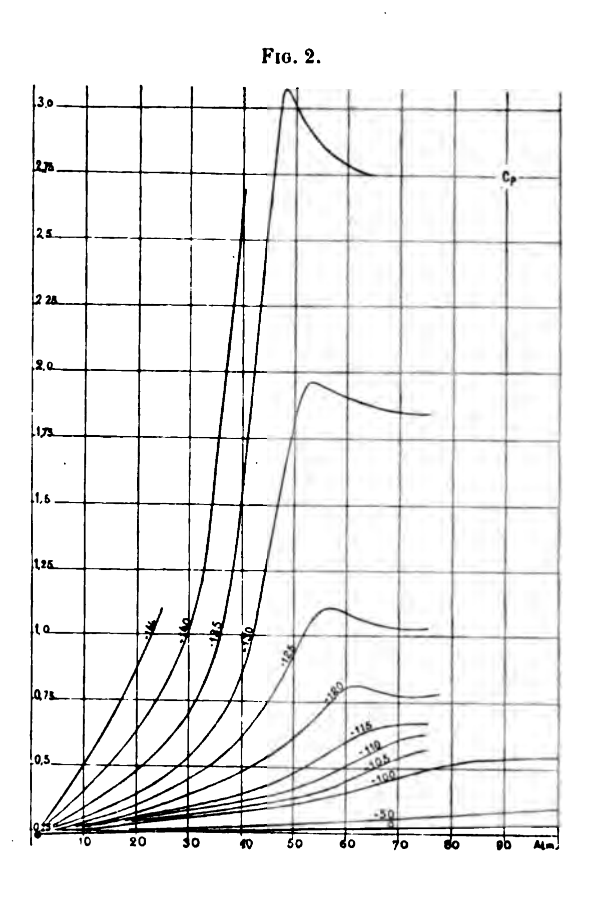
TABLE I.

| $\theta =$ | — 140° | — 130° | — 120° | — 100° | — 50° |
|---|---|---|---|---|---|
| $p$ atm. | Valeurs de 1000 $c_p$ | | | | |
| 10 | 408 | 302 | 272 | 258 | 244 |
| 20 | 640 | 397 | 322 | 283 | 252 |
| 30 | 993 | 536 | 389 | 309 | 262 |
| 40 | 2607 | 873 | 479 | 334 | 274 |
| 50 | — | 1826 | 614 | 363 | 286 |
| 60 | — | 1905 | 802 | 408 | 300 |
| 70 | — | 1855 | 777 | 469 | 312 |

(1) On trouve les valeurs de $\alpha$ et $\eta_0$ aux pages 185 et 186 du *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, mai 1891.

Une représentation graphique de ces résultats se trouve sur la fig. 2, sous la forme de courbes isothermiques de $c_p$, considérée comme fonction de la pression $p$. On remarquera que la chaleur spécifique augmente, en même temps que la pression et d'autant plus rapidement que la température est plus basse. Elle atteint un maximum,

Fig. 2.




pour une pression qui est particulière à chaque température, et diminue ensuite. Il semble que, pour des pressions encore plus élevées, les variations de $c_p$ s'annulent presque entièrement. A l'état critique $c_p$ devient infini, comme cela résulte d'un théorème connu de la thermodynamique.

Récemment M. Lussana a mesuré les chaleurs spécifiques des gaz comprimés, à pression constante (*Nuovo Cimento*, 1894-95) à des

températures élevées. Il trouve une variation semblable de $c_p$ avec la pression ; cependant l'influence de la température est de signe contraire à celle que j'ai trouvée aux températures basses.

4. *Coefficient de la pression à volume constant.* — Pour obtenir d'une manière semblable les variations de la chaleur spécifique à volume constant, il faut étudier d'abord les variations de la pression, causées par une variation de température, à volume constant. Imaginons une quantité d'air comprimé à une densité égale à $\rho$ fois la densité normale (à 0° et 760 mm.). Soient $p_0$ et $p$ les pressions à 0° et $\theta$°; on aura :

$$p = p_0 (1 + \beta\theta)$$
$$p_0 = \rho\eta_0$$

L'auteur a calculé les valeurs du coefficient $\beta$, d'après les données de son mémoire déjà cité; il trouve :

TABLE II.

| $\rho =$ | 20 | 40 | 60 | 80 | 100 | 120 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\theta$ | Valeurs de $100000\beta$ | | | | | |
| + 100° | 386 | 406 | 426 | 447 | — | — |
| — 78°,5 | 387 | 409 | 431 | 452 | 474 | 496 |
| — 103°,5 | 389 | 412 | 435 | 457 | 480 | 501 |
| — 130° | 392 | 416 | 439 | 462 | 484 | 505 |
| — 140° | 394 | 420 | 444 | 467 | 490 | 513 |
| — 145° | 396 | 424 | 449 | 472 | 495 | 517 |

On remarquera que, le volume restant invariable, la pression augmente avec la température à peu près suivant une ligne droite (loi approximative de Ramsay et Young); en effet, les valeurs de $\beta$ sont peu variables quand la température s'élève, mais beaucoup si l'on augmente la densité du gaz.

5. *Variations de la chaleur spécifique à volume constant.* — En premier lieu on pourrait songer à faire usage de la relation thermodynamique :

$$\frac{\partial c_v}{\partial v} = \frac{t}{Jm} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2},$$

mais, comme il a été remarqué au § 4, la courbures des lignes $p = f(t)$ est si faible qu'il est difficile d'arriver par cette voie à des résultats numériques assez sûrs. L'auteur a préféré dériver les valeurs $c_v$ de celles de $c_p$, au moyen de cette autre relation générale :

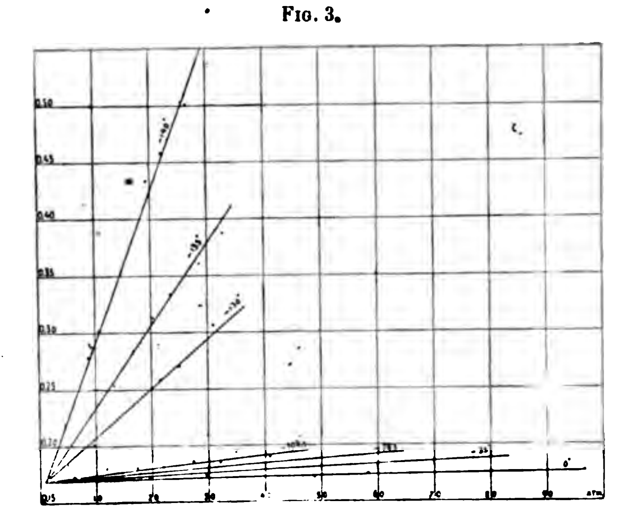
$$c_v = c_p + \frac{t}{Jm} \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial \theta}\right)^2}{\frac{\partial p}{\partial v}}.$$

On obtient aisément les $\frac{\partial p}{\partial \theta}$ à l'aide des valeurs de $\beta$ (§ 4), ou préférablement d'une table contenant les valeurs directes $p = f(\theta)$. Quant à la dérivée $\frac{\partial p}{\partial v}$ ($\theta = C^{te}$), on la trouve à l'aide du diagramme des valeurs de $\eta$ (*l. c.*, pl. II) ; en effet

$$\frac{\partial p}{\partial v} = \frac{p}{\frac{\partial \eta}{\partial p} - v}.$$



FIG. 3.



De cette manière l'auteur a calculé les valeurs de $c_v$, pour les différentes densités de $\rho = 10$ à $\rho = 100$ et pour une série de températures de 0° à — 140°.

La fig. 3 montre les résultats ; les points marquent les valeurs de $c_v$ données par le calcul. La chaleur spécifique y est représentée

en fonction de la pression, au moyen des lignes isothermiques. Il semble que les variations de la chaleur spécifique à volume constant obéissent, avec une grande approximation, à une loi de simple proportionnalité aux variations de la pression. En effet, la fig. 2 conduit aux expressions suivantes :

$$\theta = -140^\circ \quad c_v = 0,169 + 0,0135 \ (p - 1)$$
$$\theta = -135^\circ \quad c_v = 0,169 + 0,00722 \ (p - 1)$$
$$\theta = -130^\circ \quad c_v = 0,169 + 0,00432 \ (p - 1)$$
$$\theta = -103^\circ,5 \quad c_v = 0,169 + 0,00056 \ (p - 1)$$
$$\theta = -78^\circ,5 \quad c_v = 0,169 + 0,00038 \ (p - 1)$$
$$\theta = -35,0 \quad c_v = 0,169 + 0,00024 \ (p - 1)$$
$$\theta = -0^\circ \quad c_v = 0,169 + 0,00008 \ (p - 1)$$

M. Joly a étudié d'une manière directe les variations de $c_v$, aux températures élevées (*Phil. Transact.*, London, vol. 182, 185, A). Il trouve, par exemple, à la température moyenne de + 50° : $c_v = 0,1715$, pour $p = 1$, et $c_v = 0,1721$ à la pression moyenne de 19,51 atm. Il en résulte un coefficient de variation égal à 0,00003 par atmosphère, ce qui s'accorde bien avec les valeurs susdites.

6. *Rapport de* $c_p$ à $c_v$. — Calculons en dernier lieu les valeurs de $k = c_p : c_v$ à l'aide des données précédentes.

On les trouve dans la table III.

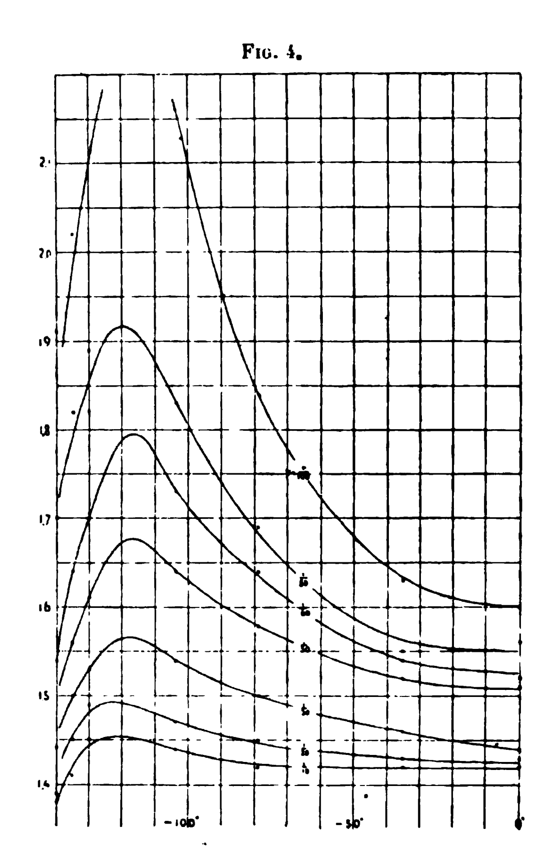
TABLE III.

| ρ= | 10 | 20 | 30 | 50 | 60 | 80 | 100 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| θ | Valeurs de *k* | | | | | | |
| 0 | 1.42 | 1.43 | 1.44 | 1.51 | 1.53 | 1.55 | 1.60 |
| — 20 | 1.42 | 1.43 | 1.45 | 1.51 | 1.53 | 1.55 | 1.61 |
| — 40 | 1.42 | 1.43 | 1.46 | 1.53 | 1.55 | 1.57 | 1.65 |
| — 60 | 1.42 | 1.44 | 1.49 | 1.55 | 1.58 | 1.61 | 1.72 |
| — 80 | 1.42 | 1.45 | 1.50 | 1.58 | 1.64 | 1.69 | 1.85 |
| — 100 | 1.44 | 1.47 | 1.53 | 1.63 | 1.71 | 1.80 | 2.10 |
| — 120 | 1.45 | 1.49 | 1.56 | 1.67 | 1.79 | 1.92 | — |
| — 140 | 1.38 | 1.41 | 1.46 | 1.50 | 1.54 | 1.70 | 1.80 |

Pour se faire une idée claire des variations du rapport $k$, il est préférable de le représenter en fonction de la température, la densité ρ

restant constante. On trouve sur la fig. 4 un diagramme de ce genre (les valeurs calculées y sont marquées par des points). Aux températures élevées, les variations de $k$ sont très faibles (Wüllner trouve : $k = 1,40289$ à $+100°$, et $1,40526$ à $0°$) ; cependant $k$ augmente

Fig. 4.




toujours, quand la température s'abaisse, et d'autant plus rapidement que le gaz est plus dense. A une température voisine de — 120°, $k$ atteint un maximum, pour diminuer rapidement ensuite. On sait qu'à l'état critique $k = \infty$.

## REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS, 1896.

### Optique.

H. SUREAU. — Skiascope-Optomètre (*C. R.*, t. CXVIII, p. 1253).

On éclaire l'œil, à l'aide d'un faisceau de rayons lumineux réfléchis sur un miroir concave, à la distance de 1 mètre. On imprime au miroir un léger mouvement de rotation. Deux cas peuvent se produire :

1° La pupille s'éclaire d'emblée, et alors l'œil est myope d'une dioptrie ;

2° La pupille ne s'éclaire que d'une façon progressive ; si la zone d'éclairage pupillaire se meut dans le même sens que le miroir, l'œil est myope de plus d'une dioptrie ; si la zone d'éclairage pupillaire se déplace en sens inverse du miroir, l'œil est emmétrope ou hypermétrope. Dans tous les cas, on obtiendra l'éclairage total de la pupille, en disposant devant l'œil une lentille convergente ou divergente, sphérique ou cylindrique dont la longueur focale permettra de fixer la convergence de l'œil. Le skiascope-optomètre permet la réalisation de ces essais.

CH.V. ZENGER. — L'objectif aplanétique symétrique (*C. R.*, t. CXVIII, p. 407).

On imite autant que possible la disposition de l'œil, avec une suite de milieux très peu réfringents, dont la dispersion est à peu près identique, les surfaces successives étant disposées de manière à réduire au minimum l'aberration de sphéricité et à détruire l'astigmatisme. On emploie deux verres peu réfringents et peu dispersifs ; l'un, phosphaté est plus réfringent et moins dispersif que l'autre, qui contient du borax. L'une des lentilles est plan convexe, l'autre est concave. On peut calculer, pour un pareil système, les conditions approchées d'achromatisme, d'aplanétisme, et on réalise ainsi des objectifs sans chromatisme, sans aberration de sphéricité et qui corrigent absolument la courbure du champ.

MAURICE DE THIERRY. — Sur un nouvel appareil dit monochromatoscope (*C. R.*, t. CXVIII, p. 636).

A l'aide de cet appareil, on peut éclairer une poudre pulvérulente avec telle lumière que l'on veut et cela en utilisant l'artifice d'un sys-

tème de lames minces en verre et à faces parallèles, tout comme dans les oculaires éclairants. Il est alors facile de comparer les substances qui, au soleil, ont des couleurs presque semblables, et voir si elles diffèrent étant éclairées par la lumière monochromatique. On a pu ainsi vérifier que l'iodure mercurique et le vermillon qui, à la lumière solaire, ont des couleurs presque semblables, diffèrent d'aspect en lumière monochromatique. Cet appareil peut trouver son emploi dans l'étude des substances alimentaires et pharmaceutiques.

FÉRY. — Application de l'autocollimation à la mesure des indices de réfraction (*C. R.*, t. CXIX, p. 402).

L'auteur a construit un appareil permettant d'effectuer simplement les mesures d'indices de réfraction, aussi bien par la méthode du prisme que par la méthode de la réflexion totale. On utilise pour cela le faisceau de lumière qui, entrant dans un prisme, se réfléchit normalement à la face de sortie et reprend, au retour, le même chemin qu'à l'aller. On note l'angle $\Delta$ des deux positions du prisme pour lesquelles ce phénomène a lieu. On note aussi l'angle A des deux directions du prisme pour lesquelles les rayons incidents sont normaux à la face d'entrée du prisme. L'indice est donné par la relation :

$$n = \frac{\sin \frac{\pi - \Delta}{2}}{\sin(\pi - A)}.$$

Au lieu d'employer un prisme, on peut utiliser un parallélépipède et déterminer l'angle de réflexion totale.

La lunette du goniomètre est autocollimatrice. La lumière émise par un collimateur normal à l'axe optique de la lunette tombe sur un double prisme, formé de deux prismes d'angles aux sommets égaux à 90° et accolés par leurs faces hypothénuses, dont l'une est légèrement argentée ; la lumière s'y réfléchit, sort par l'objectif, tombe sur le prisme ou le parallélépipède supporté par la plate-forme du goniomètre, revient sur lui-même et, après avoir traversé l'objectif puis le double prisme, arrive dans l'oculaire. La plate-forme est mue par une alidade à vernier donnant les 20 minutes ; elle est réglable par deux vis, agissant dans deux plans perpendiculaires ; le réglage est facile lorsque l'une des faces du prisme est dans l'un de ces plans.

J. JANSSEN. — Sur les spectres de l'oxygène aux hautes températures (*C. R.*, t. CXVIII, p. 1007).

Avec un tube de 10 mètres de longueur, rempli d'oxygène sous des pressions qu'on peut faire varier, porté à différentes températures, à l'aide d'une rampe de becs de gaz, on n'a pu constater aucune modification appréciable dans la nature du spectre de la lumière qui traverse ce tube, sauf une augmentation assez remarquable de la transparence de la colonne gazeuse lorsque la température s'élève. Cela a lieu surtout du côté du rouge, et il en résulte pour cette région une perception beaucoup plus nette des raies spectrales. Ces expériences ont été reprises ; le tube n'avait que $2^m,10$ de longueur. La pression pouvait atteindre 100 atmosphères. L'échauffement était obtenu à l'aide d'une spirale de platine qui entoure le tube et qu'on fait traverser par un courant approprié. La température, mesurée à l'aide d'une pince thermoélectrique, a pu atteindre 900°.

LANGLEY. — Nouvelles recherches sur la région infra-rouge du spectre solaire (*C. R.*, t. CXIX, p. 388).

Le bolomètre et ses accessoires ont été perfectionnés de telle façon qu'ils ne se bornent plus à indiquer un changement de température ; ils en donnent la valeur et rendent manifestes des variations de température inférieures à $\frac{1}{100\,000}$ de degré centigrade ; le ruban métallique a $\frac{1}{20}$ de millimètre de largeur et $\frac{1}{500}$ de millimètre d'épaisseur. Un mouvement d'horlogerie de précision fait mouvoir le spectre, produit par un prisme de sel gemme, de façon à amener sur le fil du bolomètre successivement, d'une manière continue, ses différentes parties. Ce fil, en vertu de sa faible masse, change d'équilibre thermique dans un espace de temps très court, qu'on peut considérer comme nul. Les déviations correspondantes du galvanomètre sont enregistrées photographiquement sur une plaque sensible, mue dans le sens vertical par le même rouage très parfait qui déplace le prisme de sel gemme. On a ainsi découvert plus de 2.000 raies dans le spectre infra-rouge. Pour prouver à quel degré cette disposition permet la séparation spectroscopique, M. Langley a étudié les raies D, dont la distance angulaire ne dépassait pas 10 secondes d'arc. Non seulement on

en reconnaît les deux éléments, mais la méthode met en évidence la raie du nickel qui est au milieu. On peut ainsi reproduire automatiquement le spectre solaire de 1,2 $\mu$ à 6 $\mu$. Il sera intéressant de rechercher les relations qui existent entre les différentes raies infrarouges variables et les perturbations météorologiques.

PAUL SABATIER. — Spectres d'absorption du bromure cuivrique (*C. R.*, t. CXVIII, pp. 1042 et 1144).

L'auteur, ayant remarqué la variété des colorations que présentent les solutions de bromure cuivrique $CuBr^2$, fait l'étude du pouvoir absorbant de ces corps à l'aide du spectrophotomètre de M. Crova. La quantité de lumière I′, qui traverse une épaisseur *e* de la dissolution, est donnée en fonction de la quantité de lumière incidente I par la relation :

$$I_\lambda = I\alpha$$

($\alpha$ étant une fraction appelée coefficient de transmission).

*Résultats:* 1° Avec une solution aqueuse étendue de bromure cuivrique (une molécule de $CuBr^2$ dans 8 litres de la dissolution), l'absorption est marquée dans le rouge, décroît rapidement et devient très faible à partir du vert. L'élévation de température modifie ces résultats en augmentant l'absorption vers les radiations de moindre longueur d'onde :

2° Avec une solution plus concentrée ($CuBr^2$ = 0 lit. 81), l'absorption est énergique dans le rouge, présente un minimum bien caractérisé dans le vert pour $\lambda = 555^{\mu\mu}$, augmente vers le bleu et l'indigo. D'où une teinte générale vert foncé comparable à celle des cristaux $CuBr^2 4H^2O$ ;

3° Cette dissolution chauffée brunit et présente les mêmes particularités qu'une solution très concentrée, contenant par litre 600 à 1.000 grammes de bromure anhydre. Elle est presque opaque, et il faut l'observer sous des épaisseurs inférieures à 1 millimètre. On a constaté un minimum d'absorption pour $\mu = 640^{\mu\mu}$ ; l'absorption augmente rapidement du côté du vert.

Le bromure cuivrique en solution alcoolique présente les mêmes phénomènes: absorption énorme, minima pour $640^{\mu\mu}$. On peut en conclure que les solutions aqueuses très concentrées contiennent ce sel, en majeure partie, à l'état anhydre.

En dissolution bromhydrique, les colorations sont plus intenses

encore. Les radiations de longueurs d'onde inférieures à 660$^{\mu}$ sont totalement absorbées sous une faible épaisseur (3 millimètres environ) par des dissolutions contenant plus de 0 gr. 200 de cuivre par litre.

G. MOREAU. — De l'absorption de la lumière dans les milieux isotropes et cristallisés. — De la périodicité des raies d'absorption des corps isotropes (*C. R.*, t. CXIX, pp. 327 et 422).

La force vive, due au mouvement des particules d'éther provenant du passage d'une onde lumineuse, est en partie communiquée aux corps traversés par la lumière; l'absorption provient de cette perte de force vive. Si le milieu est formé d'un seul système de molécules matérielles et d'éther, il résulte, par suite du choc de l'éther contre la matière, une force accélératrice pour une molécule matérielle et une force de résistance pour l'éther, chacune d'elles étant rapportée à l'unité de volume. Le calcul de la composante de cette action est lié à l'équation d'un ellipsoïde de distribution de l'éther que l'auteur définit. Dans le cas particulier d'un milieu isotrope, formé d'un seul système de molécules matérielles, il doit exister deux sortes d'ondes à propagation possible. Les unes donnent des bandes à dispersion anomale, pouvant se réduire à des raies très fines et très noires à dispersion régulière. Les autres donnent des raies moins intenses, mais périodiques et plus nombreuses. Ces deux ondes constitueraient une sorte de double réfraction que l'observation ne semble pas avoir indiquée.

LE ROY. — Sur le développement de l'image latente en photographie (*C. R.*, t. CXIX, p. 557).

Les solutions aqueuses de peroxydes alcalins sont capables de révéler l'image photographique latente, obtenue avec les émulsions au gélatino-bromure ou au gélatino-chlorure d'argent. Le pouvoir révélateur de ces peroxydes est moindre que celui des substances généralement employées et, de plus, l'image révélée, formée d'argent métallique mélangé à des oxydes d'argent, perd de son intensité dans les solutions d'hyposulfite ou de sulfocyanure, employées ultérieurement comme bains fixateurs.

Ch. HENRY. — Sur une méthode permettant de mesurer l'intensité de la vision mentale et l'aberration longitudinale de l'œil (*C. R.*, t. CXVIII, p. 1140).

L'auteur étudie les variations du diamètre de la pupille dues, toutes choses étant égales d'ailleurs, à l'idée de distances plus ou moins grandes. Il élimine les causes perturbatrices (différences d'éclairage et différences d'accommodation) en collant sur une carte de bristol blanc un secteur circulaire gris, jaunâtre, de 30° et de 29 millimètres de rayon, qu'on regarde au travers d'un des trous du pupillomètre de Robert-Houdin, d'abord en appliquant contre l'instrument une lentille convergente de 10 dioptries, puis, en supprimant la lentille. On détermine dans chacun des cas la distance du plan d'épreuve, de façon à ce que le sujet ne perçoive plus qu'une ombre à peine perceptible. On mesure les diamètres $\Delta$ et $\Delta_1$ de la pupille dans chacun de ces cas. On peut déduire du rapport $\frac{\Delta - \Delta}{\Delta_1}$ la valeur de l'aberration longitudinale de l'œil.

G. WYROUBOFF. — Recherches sur la nature du phénomène de la polarisation rotatoire moléculaire (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 7ᵉ série, t. I, p. 5).

Lorsqu'on étudie le pouvoir rotatoire d'une dissolution, on mesure le phénomène résultant du pouvoir rotatoire propre du corps dissous et du pouvoir rotatoire des combinaisons qu'il peut donner avec le dissolvant. Aussi, au point de vue de la stéréochimie, est-il difficile de préciser si les nombres obtenus s'appliquent exactement au corps dissous. Les expériences de l'auteur ont porté sur quatre groupes de corps :

1° Les corps géométriquement et optiquement isotropes dans toutes les conditions et donnant des solutions comparables. Ils peuvent être anhydres ou ne former qu'une combinaison avec le dissolvant ou même en former plusieurs, pourvu que ces combinaisons soient également isomorphes par leurs propriétés géométriques et physiques. Dans ce groupe se trouvent la quinidine, le bromhydrate neutre de cinchonine, le bromhydrate neutre de cinchonidine, l'iodhydrate neutre de cinchonidine, les sulfates et séléniates neutres de cinchonine avec des dissolvants appropriés;

2° Les substances isomorphes géométriquement, qui ne le sont pas optiquement. Leurs ellipsoïdes diffèrent soit par l'orientation, soit

par les dimensions; leurs solutions sont comparables. Ce sont les sulfates et séléniates acides de quinine et de cinchonidine, les chlorhydrates et bromhydrates neutres de cinchonine et de cinchonidine, avec des dissolvants appropriés;

3° Les substances qui, bien qu'isomorphes entre elles géométriquement et optiquement, ne sont pas comparables en dissolution. Ce sont les sels précédents dissous dans des conditions différentes;

4° Les substances chimiquement isomorphes, mais n'ayant aucune analogie dans leurs formes cristallines, aucune ressemblance dans leurs propriétés physiques. Ce sont les bromhydrate et iodhydrate neutres de cinchonine à l'état d'hydrates, d'alcoolates.

Il résulte de l'étude de ces différents corps :

1° Que le pouvoir rotatoire d'un corps qui reste toujours anhydre ne varie, ni avec les dissolvants, ni avec la concentration, ni avec la température;

2° Que le pouvoir rotatoire d'un corps qui n'est pas susceptible de former, avec un dissolvant, une seule combinaison ne varie ni avec la concentration, ni avec la température;

3° Que le pouvoir rotatoire d'un corps qui peut former avec un dissolvant plusieurs combinaisons, varie avec la concentration et la température;

4° Que le pouvoir rotatoire d'un corps qui, dans différents dissolvants, forme des combinaisons différentes, varie avec le dissolvant, avec la concentration et avec la température.

La combinaison moléculaire paraît, d'après cela, persister dans la dissolution, identique à celle que l'on trouve dans le corps cristallisé. Enfin, les substances douées d'un pouvoir rotatoire considérable ont, à l'état cristallisé, une biréfringence énergique.

D. GERNEZ. — Recherches sur l'action qu'exercent les molybdates acides de soude et d'ammoniaque sur le pouvoir rotatoire de la rhamnose (isodulate) (*C. R.*, t. CXIX, p. 63).

Le pouvoir rotatoire de la rhamnose qui est:

$$[\alpha]_D^{18} = +9°,75,$$

au bout de quelques heures de dissolution, augmente dans de fortes proportions si l'on ajoute du molybdate acide de soude ou du molyb-

date acide d'ammoniaque. Avec le premier, le pouvoir rotatoire moléculaire est :

$$[\alpha]_D^{18} = 22^\circ,95;$$

avec le deuxième, le pouvoir rotatoire moléculaire est :

$$[\alpha]_D^{18} = 19^\circ,91;$$

lorsque la solution de rhamnose est additionnée des $\frac{6,75}{24}$ du poids moléculaire de ces sels.

De plus grandes quantités de sels ne produisent aucun changement appréciable. De plus faibles quantités de sels produisent des variations moindres dans le pouvoir rotatoire. L'effet maximum se trouve d'ailleurs réalisé pour des poids relatifs de molybdates, égaux à ceux qui donnent lieu aux mêmes effets dans le cas de la mannite, de la sorbite et de la perséite.

LE BEL. — Sur la variation du pouvoir rotatoire sous l'influence de la température (*C. R.*, t. CXVIII, p. 916).

M. Colson a annoncé que le pouvoir rotatoire de l'éther amylisobutylique changeait de signe vers — 40° ; il pourrait se faire que le corps employé par le précédent auteur contienne de l'alcool amylique qui aurait troublé l'observation. M. Le Bel a préparé ce corps par l'action de l'alcool isobutylique sodé sur le chlorure d'amyle. On a un éther qui ne peut contenir comme impureté que de l'alcool isobutylique inactif. Cet éther a fourni pour 20 centimètres les rotations suivantes :

$$+ 1^\circ,28' \text{ à } 65^\circ, \quad + 1^\circ,13' \text{ à } 15^\circ, \quad + 34' \text{ à } 42^\circ.$$

Avec le lactate de méthyle, les variations sont du même ordre. Ainsi pour 5 centimètres, on a observé

$$- 4^\circ,47' \text{ à } 100^\circ, \quad - 4^\circ,2' \text{ à } 15^\circ, \quad - 2^\circ,41' \text{ à } - 23^\circ.$$

Pour mettre ces variations en accord avec la stéréochimie, il est nécessaire d'admettre que les liaisons du carbone avec les radicaux substitués, qui sont relativement fixes à froid, deviennent mobiles à des températures plus élevées. Il fallait, de plus, se rendre compte que ces phénomènes ne sont pas dus aux polymérisations moléculaires.

M. Ramsay, qui a bien voulu faire l'étude de l'éther amylisobutilique a vérifié qu'entre — 23° et + 125° ce corps a le poids moléculaire théorique. Les variations du pouvoir rotatoire de ce corps sont donc bien dues à des causes internes.

A. COLSON. — Sur le changement de signe du pouvoir rotatoire (*C. R.*, t. CXIX, p. 65).

L'oxyde d'isobutylamyle a un pouvoir rotatoire qui varie beaucoup avec la température, sans que son poids moléculaire change (Ramsay et Le Bel). L'auteur explique ces variations en admettant qu'à une température donnée l'éther se dissocie en trois corps : alcool, acide, eau, et qu'il existe pour chaque température un état d'équilibre caractérisé par une valeur correspondante du pouvoir rotatoire. Des expériences ont été faites sur l'acétate d'amyle actif et sec, bouillant à 139°. Ce composé donne au polarimètre pour une longueur de 20 centimètres, les rotations

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| — 4°, | + 15°, | 60°, | 78°, | 100°, |
| 0°,53′, | 1°,2′ | 1°,20′, | 1°,24′, | 1°,20′. |

Ce produit additionné d'acide acétique donne :

| | | | |
|---|---|---|---|
| — 4°, | + 16°, | 60°, | 78° |
| 1°,6′, | 1°,4′, | » | 1°,8′. |

La rotation dans le premier cas est très variable, comme l'état d'équilibre. Dans le deuxième cas, l'équilibre est à peu près le même à toute température; d'où une valeur à peu près constante du pouvoir rotatoire.

Réponse de M. LE BEL. — Sur les pouvoirs rotatoires variables avec la température (*C. R.*, t. CXIX, p. 226).

L'auteur discute les expériences de M. Colson et maintient que les variations du pouvoir rotatoire moléculaire sont dues à un changement interne de la molécule; dès que la mobilité parfaite est atteinte, le pouvoir rotatoire reste constant, ainsi que cela a lieu vers 100° dans les expériences de M. Colson.

**G. MOREAU. — Dispersion rotatoire magnétique infra-rouge du sulfure de carbone** (*Ann. de Chim et de Phys.*, 7e série, t. I, p. 227 et 289).

Cette étude complète un travail d'ensemble dont nous avons analysé la première partie dans ce recueil : *Sur le pouvoir rotatoire naturel du quartz dans l'infra-rouge*. La méthode est la même ; on produit des bandes artificielles dans l'infra-rouge, en disposant, entre un polariseur et un analyseur croisés une lame de quartz parallèle, dont l'axe est bissecteur de l'angle des axes du polariseur et de l'analyseur. L'épaisseur de la lame étant déterminée, on connaît les longueurs d'onde des radiations arrêtées, on détermine leurs indices dans le sulfure de carbone à l'aide d'un prisme rempli de ce liquide pour différentes températures. La position des cannelures est fixée à l'aide de la pile thermoélectrique. Le champ magnétique était obtenu à l'aide d'une longue bobine ; la valeur du champ était déterminée par la rotation du plan de polarisation de la lumière jaune sur une colonne de sulfure de carbone de longueur connue, et cela à l'aide du saccharimètre à pénombre de Laurent. Pour éviter les variations de température, on entourait le tube à sulfure de carbone d'un manchon métallique, dans lequel circulait un courant d'eau à température constante. La direction du plan de polarisation était déterminée par la méthode de Desains.

L'auteur interprète enfin les résultats expérimentaux qu'il a obtenus. Il fait l'étude critique des théories antérieures et rappelle les formules qui en sont la conséquence.

Ces formules sont :

$$\varphi = \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \frac{D}{\lambda^6} + \cdots \text{ (Boltzmann)},$$

$$\varphi = k\lambda^2 + \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4} + \cdots \text{ (Soret et Sarazin)},$$

$$\varphi = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \cdots \text{ (Stefan et Boussinescq)},$$

$$\varphi = \frac{a}{\lambda^2\left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right)} \text{ (Lourmel)},$$

$$\varphi = n^3\left(\frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4}\right) \text{ (Voigt)},$$

$$\lambda^2\varphi = An^2 - B \text{ (Carvallo)}.$$

Partant des résultats que lui ont fournis ses expériences, l'auteur

conclut la formule

$$\varphi = Bn + C\frac{\lambda^2}{n} + D\frac{n^5}{\lambda^2} + E\frac{n^5}{\lambda^4},$$

dont il se sert pour déduire les équations du mouvement des molécules d'éther et des molécules matérielles.

A. LAFAY. — Sur la polarisation de la lumière diffusée par les surfaces dépolies (*C. R.*, t. CXIX, p. 154).

Un faisceau de lumière parallèle polarisée rectilignement, tombant sur une surface dépolie, donne des rayons diffusés ; leur polarisation dépend de leur direction et de celle du rayon, et du plan de polarisation de la lumière incidente. Si on convient de représenter chaque rayon par le point où sa parallèle menée du centre d'une sphère vient rencontrer cette surface, et si on trace autour de ce point la forme de l'ellipse diffusée, on vérifie l'existence de deux points où la polarisation est circulaire et de sens contraires (Gouy). Autour de ces points ou *foyers*, se trouvent des ellipses, de plus en plus aplaties à mesure que l'on s'éloigne, qui deviennent bientôt des droites et dont les axes sont sensiblement les bissectrices des deux grands cercles passant par le point considéré et par chacun des foyers. Quand le degré de poli ou la longueur d'onde de la lumière augmentent, les foyers se rapprochent l'un de l'autre. Quand l'orientation du plan de polarisation incident varie, les foyers décrivent deux courbes symétriques l'une de l'autre par rapport au plan d'incidence et qui se coupent sur ce plan, en un point appelé *point principal;* ce sont sensiblement des arcs de cercle qui ont leur pôle dans le voisinage du pôle d'incidence, et dont les rayons ont une valeur commune sensiblement égale au double de l'arc correspondant à l'angle brewstérien du verre employé. Au point principal, la vibration est elliptique ; la composante, située dans le plan d'incidence, est en avance d'un quart d'onde sur l'autre, située dans le plan perpendiculaire. Si l'incidence d'éclairement varie de 0 à 90°, le point principal s'éloigne d'abord du pôle d'incidence pour s'en rapprocher ensuite lorsque l'angle d'incidence a une valeur voisine de l'incidence principale I. Cette valeur de I grandit à mesure que le degré de poli augmente.

O. MALTÉZOS. — Sur le mouvement brownien (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. I, p. 559).

Le mouvement brownien consiste dans le déplacement de particules solides microscopiques en suspension dans un liquide. La cause de ce mouvement attribuée par M. Gouy à l'influence du liquide qui est animé de mouvements moléculaires coordonnés, pour des distances qui ne dépassent pas 1 μ, sans cesser d'être indépendantes pour des distances plus grandes, paraît insuffisamment justifiée par l'expérience.

Les forces agissant sur ces particules en mouvement peuvent être divisées en deux catégories : la première, qui représente l'ensemble des causes secondaires ; ce sont les courants liquides que développent la variation de température, l'agitation du dehors, l'échange incessant entre les molécules gazeuses dissoutes dans le liquide, et celles de l'air emprisonné dans les pores sensibles du solide plongé. La deuxième catégorie comprend les forces auxquelles l'auteur attribue le mouvement brownien. Les particules solides ont sur toute leur surface la pression hydrostatique qui est normale et la tension superficielle du liquide qui est tangentielle. Sous l'influence du plus léger mouvement, la nature des forces capillaires change, ainsi que la pression hydrostatique ; il suffit pour cela qu'il y ait sur la surface du corps des traces de matière étrangère, ou que le solide contienne des trous pleins de vapeur du liquide, ou enfin que près du corps le liquide ne soit pas pur.

ÉTARD. — Recherches expérimentales sur les solutions saturées (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. II, p. 503).

En adoptant pour coefficient de solubilité la quantité de sel contenue dans 100 parties de solution saturée, l'auteur a montré que les courbes de solubilité des différents sels sont composées de droites successives, chacune de ces droites correspondant à une combinaison bien définie du sel avec le dissolvant. L'auteur a fait un très grand nombre de déterminations. On dissout le sel dans le dissolvant aux différentes températures, en utilisant deux réservoirs en communication l'un avec l'autre par un tube étroit ; le sel et le liquide sont maintenus dans l'un des vases jusqu'à saturation ; on fait ensuite passer

le liquide saturé dans le deuxième vase ; le tube de communication est assez étroit pour empêcher le passage des cristaux. Ce vase peut être fermé à la lampe. On dose la proportion de sel dissous en prélevant à l'aide d'une pipette un échantillon du liquide ainsi obtenu. Les expériences ont porté sur les azotates d'argent, de potassium, de sodium, de thalium, de baryum, de strontium, de cuivre, sur les chlorates de baryum et de potassium, sur les chlorures de potassium, de sodium, de calcium, de strontium, de zinc, de cadmium, de cuivre, de manganèse, de fer, de cobalt, de nickel, sur les bromures et les iodures correspondants, sur les sulfates, séléniates, chromates de lithium, de sodium, de potassium, de nickel, de zinc, de magnésium, de fer, de cobalt, de manganèse.

Les différents dissolvants utilisés ont été l'eau, les alcools méthylique, éthylique, propylique normal, isopropylique, allylique, butylique normal, isobutylique, amylique ordinaire, l'acétone, l'éther oxyde d'éthyle, le formiate d'éthyle, l'acétate d'éthyle.

Il résulte de ces expériences :

1° Que les figures de solubilité salines relatives aux liquides organiques ou à l'eau présentent les mêmes caractères ; ce sont des lignes droites. Une singularité a lieu pour le bichlorure de mercure dissous dans l'eau ; la ligne droite représentative est précédée d'une perturbation curviligne. Celle-ci se poursuit jusque dans les liquides qui, par leur faible teneur en carbone, sont les plus rapprochés de l'eau (alcools méthylique, éthylique, allylique) ;

2° Les droites de solubilité dans les milieux organiques peuvent avoir le point de fusion du sel comme limite, ainsi que cela a lieu dans le cas de l'eau. Pour un sel unique, plusieurs droites peuvent ainsi converger en un même point ;

3° Les sulfates donnent lieu à des droites de solubilité décroissantes. Le bichlorure de mercure, qui dans l'eau a une solubilité croissante, présente une solubilité décroissante dans l'acétate et le formiate d'éthyle.

Le soufre dissous dans le sulfure de carbone, la benzine, le bibromure d'éthylène, etc., présente comme le bichlorure de mercure, des singularités curvilignes avant la portion rectiligne de la courbe qui est quelquefois réduite à une longueur nulle. Enfin, la solubilité d'un mélange de sels est représentée par une courbe rectiligne ; les solubilités partielles s'intervertissent. Il est curieux de remarquer que les droites représentatives de la solubilité du même sel mélangé

avec d'autres sels, tendent, le plus souvent, vers le même point à la température de fusion de ce sel.

DE COPPET. — Recherches sur la température du maximum de densité de l'eau (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. II, p. 246).

L'auteur a repris, avec des précautions particulières, la méthode de Hope. La moyenne de ses expériences conduit, toutes réductions faites, à 3°,982 pour la température du maximum de densité de l'eau.

NEYRENEUF. — Sur la transmission du son par les gaz (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 7e série, t. II, p. 251).

L'auteur utilise, pour cette étude, l'appareil qui lui a servi pour étudier les lois sur l'*écoulement du son dans les tuyaux cylindriques* (*Ann. de Chimie et de Physique*, 6e série, t. XXII). Il pense que la transmission du son par un gaz ne dépend pas uniquement de la densité du milieu; on peut, en effet, réaliser des conditions dans lesquelles le gaz hydrogène est moins absorbant que l'acide carbonique.

R. DONGIER.

H. DUFOUR. — Observations sur les rayons Röntgen (*Archives des Sc. phys. et nat.*, 4e période, t. I, p. 111; 10 février 1896).

M. Dufour a fait des observations analogues à celles de MM. Benoist et Hurmuzescu [1]. Il signale l'emploi de l'électroscope comme instrument de mesure pour les radiations Röntgen.

Quand on place un papier imprégné de platinocyanure de baryum entre un tube de Crookes et la main, on constate qu'en approchant la main l'intensité de la fluoresence augmente. Or, une radiation lumineuse ne varie d'intensité qu'avec l'état du corps qui rayonne, et la présence ou l'absence des corps qu'elle éclaire ne change pas sa valeur. Il n'en est pas de même ici, d'où M. Dufour croit pouvoir conclure qu'on se trouve en présence d'un phénomène analogue à l'effluve électrique. Les radiations actiniques émanées de la surface des tubes de Crookes agiraient sur les plaques sensibles à la manière des effluves [2].

E. BOUTY.

(1) Voir ci-dessus, p. 110.
(2) Voir ci-dessus, p. 111.

A. RIGHI. — Sulla produzione di fenomeni elettrici par Mezzo dei raggi di Röntgen (Sur la production de phénomènes électriques au moyen des rayons de Röntgen); *Rendiconti della R. Acc. delle Scienze dell' Istuto di Bologna*, 6 février 1896.

M. Righi a constaté que les rayons de Röntgen partagent, avec les rayons ultra-violets, la propriété de décharger rapidement les corps chargés d'électricité négative et de leur communiquer ensuite une faible charge positive; mais ils possèdent, à l'exclusion des rayons ultra-violets, la propriété de décharger en majeure partie les corps qui possèdent une forte charge positive.

M. Righi préconise l'emploi de l'électromètre comme appareil de mesure dans l'étude de l'absorption des rayons de Röntgen par les diverses substances. Rappelons que MM. Benoist et Hurmuzescu ([1]), M. H. Dufour ([2]) ont aussi recommandé le même procédé d'étude.

E. BOUTY.

---

# BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

## Annales de chimie et de physique.

7e série, t. VII, février 1896.

W. LOUGUININE. — *Étude sur les chaleurs latentes de vaporisation des liquides*, p. 251.

## Philosophical magazine.

5e série, t. XLI, janvier 1896.

E.-H. GRIFFITHS et Miss D. MARSHALL. — *Chaleur latente de vaporisation du benzène*, p. 1.

Miss D. MARSHALL et W. RAMSAY. — *Méthode pour comparer directement les chaleurs de vaporisation de différents liquides à leur point d'ébullition*, p. 38.

F.-W. LANCHESTER. — *Le curseur radial, addition à la règle à calcul*, p. 52.

E.-H. BARTON. — *Méthode graphique pour trouver les distances focales des miroirs et des lentilles*, p. 59.

R. APPLEYARD. — *Thermomètre de platine à lecture directe*, p. 62.

G.-J. BURCH. — *Méthode pour dessiner des hyperboles*, p. 72.

## Wiedemann's annalen.

T. LVII, n° 1, 1896.

M. PLANCK. — *Absorption et émission d'ondes électriques par résonance*, p. 1.

E. COHN et P. ZEEMAN. — *Observation sur l'extension d'ondes électriques dans l'eau*, p. 15.

---

([1]) Voir ci-dessus, p. 110.
([2]) Voir ci-dessus, p. 146.

J. Elster et H. Geitel. — *Sur la dispersion apparente de l'électricité positive par la lumière*, p. 24.

V. v. Lang. — *Observations sur le changement de résistance, au contact de deux conducteurs, par l'exposition à la lumière électrique*, p. 34.

L. Boltzmann. — *Un mot de mathématiques à propos de l'énergétique*, p. 39.

M. Planck. — *Contre la nouvelle énergétique*, p. 72.

C. Kellner. — *Sur l'absorption d'acide et d'alcali produite par la mousse de platine dans des dissolutions*, p. 79.

J. Woelfer. — *Élévation du point d'ébullition de quelques dissolutions de sels dans les alcools méthylique et éthylique*, p. 91.

P. Glan. — *Recherches théoriques sur les corps élastiques*, p. 112.

A. Abt. — *Propriétés magnétiques de la pyrrhotite*, p. 139.

G. Jaumann. — *Lumière longitudinale*, p. 147.

L. Arons. — *Sur l'arc électrique*, p. 185.

L. Arons. — *Sur les phénomènes de polarisation présentés par des membranes métalliques minces*, p. 201.

T. LVII, n° 2, 1896.

W. Nernst. — *Sur des méthodes de détermination des constantes diélectriques*, p. 209.

J.-F. Smale. — *Sur une modification de la méthode électrométrique pour l'évaluation des constantes diélectriques*, p. 215.

P. Drude. — *Sur la notion de résistance diélectrique*, p. 223.

Th. Des Coudres. — *Mesure de la force électromotrice d'éléments à gravitation, de Colley*, p. 232.

M. Wien. — *Sur un appareil pour faire varier la self-induction*, p. 249.

E.-T. Jones. — *Sur la force portative magnétique*, p. 258.

H. Nagaoka. — *Action extérieure d'un ellipsoïde de révolution uniformément aimanté*, p. 275.

R. Reiff. — *Nouvelle interprétation de la rotation magnétique du plan de polarisation*, p. 281.

A.-D. Cole. — *Sur les indices de réfraction et le pouvoir réflecteur de l'eau et de l'alcool pour les ondes électriques*, p. 290.

M. Tœpler. — *Sur la mesure des densités de gaz et de vapeurs au moyen du niveau à pression*, p. 311.

M. Tœpler. — *Remarque sur mon mémoire relatif à la mesure barométrique des températures*, p. 324.

C. Linde. — *Production de températures très basses. Liquéfaction des gaz*, p. 328.

C. Dieterici. — *Note sur la variation de la chaleur spécifique de l'eau avec la température*, p. 333.

R. König. — *La sirène à ondes*, p. 339.

H. Haga. — *Une disposition du réseau concave de Rowland*, p. 389.

B. Walter. — *Sur les indices de réfraction de la fuchsine solide*, p. 394.

F. Roever. — *Étude sur l'endosmose électrique de dissolutions tanniques à travers des membranes animales*, p. 397.

EXPOSITION ANNUELLE

DE LA

# SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

---

L'Exposition annuelle de la *Société française de Physique* aura lieu le mardi 7 et le mercredi 8 avril, au siège ordinaire de la Société, 44, rue de Rennes, à 8 heures du soir.

Les salles d'exposition resteront ouvertes aux membres de la Société, durant toute la journée du mercredi 8 avril, pendant laquelle des conférences seront faites ou des explications données par les auteurs devant leurs appareils.

---

*Les personnes qui auraient à présenter quelques expériences intéressantes ou des appareils nouveaux sont priées de vouloir bien en donner avis, le plus tôt possible, à M. PELLAT, Secrétaire Général, 3, avenue de l'Observatoire, Paris.*

# TABLE DES MATIÈRES

## MARS 1896.




Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

*Le Gérant : J. Deslis.*

# JOURNAL
# DE PHYSIQUE
## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

---

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — AVRIL 1896.**

---


PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.


Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Ch. Brisse, *Administrateur du Journal*, rue Vauquelin, n° 18, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. Brisse, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-quatre premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, 1895, se vendent séparément.......................................................... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

*Prix pour un an* (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale........... 15 fr.
Autres pays.............................................. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

---

## RECHERCHES SUR LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE DE LA TORPILLE;

Par M. D'ARSONVAL.

Pour inscrire les phases de la décharge de la torpille et la mesurer, j'ai eu recours à quelques dispositifs spéciaux, que je décrirai sommairement tout d'abord.

I. Le premier appareil inscripteur, que j'appelle *galvanographe*, dérive, comme principe, du galvanomètre à circuit mobile, que j'ai imaginé en 1880, en collaboration avec M. Marcel Deprez. Il se compose essentiellement (1) d'une bobine très légère en aluminium sur laquelle est enroulé le circuit traversé par la décharge. Cette bobine est fixée au centre d'une membrane en caoutchouc, fortement tendue sur un tambour à air de Marey. Ce premier tambour est relié par un tube de caoutchouc à un second tambour amplificateur plus petit, portant un court levier inscripteur se déplaçant sur un cylindre enfumé. La bobine mobile plonge dans un champ magnétique annulaire de grande intensité. En vertu d'une action bien connue, cette bobine se déplacera dans le champ et son déplacement mesurera à chaque instant le sens et les variations du courant qui la traverse. Cet ensemble constitue un galvanomètre très sensible, inscrivant à distances ses indications par le mécanisme bien connu des tambours à air de Marey, employés en physiologie. La bobine en aluminium et les membranes en caoutchouc constituent un système amortisseur des plus énergiques qui rend l'instrument très apériodique. On peut encore augmenter l'apériodicité en faisant mouvoir la bobine dans du pétrole, mais cette précaution est inutile dans le cas présent, car les mouvements de la bobine ont une très faible amplitude, la multiplication se faisant par le jeu naturel des tambours à air qui sont, comme je l'ai dit, de diamètres inégaux.

J'ai employé également un deuxième appareil inscripteur, constitué par un fil d'argent d'environ un dixième de millimètre de diamètre et de 40 à 50 centimètres de long. Ce fil est tendu horizontalement entre deux supports rigides. En son milieu vient s'accrocher un deuxième fil tendu par un ressort de caoutchouc et portant une pointe très fine se déplaçant dans le cylindre enregistreur. Quand le fil d'ar-

(1) Voir D'ARSONVAL, *Société internationale des Électriciens*, avril 1892, et *Société française d'Électrothérapie*, 1891.

gent est traversé par un courant, il s'échauffe, et l'allongement qui en résulte est considérablement amplifié par la flèche qu'il forme. La pointe laisse une trace sur le cylindre. Les indications de cet appareil sont très rapides en raison de son peu de masse. Elles le deviennent bien plus encore si le fil d'argent, au lieu d'être exposé à l'air, est noyé dans du pétrole. Comme je ne demandais à cet appareil que la mesure de l'intensité efficace du courant dans le cas actuel, et non l'indication des phases de la décharge, je n'ai pas employé le bain de pétrole qui diminue beaucoup la sensibilité. C'est un dispositif analogue qui me sert depuis assez longtemps à mesurer l'intensité des courants alternatifs à haute ou basse fréquence. On tare naturellement l'appareil en le faisant traverser par un courant continu d'intensité connue. Inutile d'ajouter que, si le courant à mesurer est très intense, on n'en dérive qu'une partie dans le fil d'argent. C'est ce qui a lieu pour la décharge de la torpille, comme je le dirai tout à l'heure.

II. Pour procéder à une mesure, la torpille est placée sur un plateau à fond métallique, dans lequel on laisse une couche d'eau de mer de 1 centimètre d'épaisseur pour que l'animal puisse respirer pendant l'expérience. Dans une feuille de papier d'étain, on taille deux électrodes ayant la forme des organes électriques et l'on applique ces deux feuilles sur la surface dorsale de ces organes, en les réunissant entre elles par une bande de papier d'étain de 5 centimètres de largeur et assez épaisse.

Le plateau métallique inférieur constituera l'électrode négative, et les lames d'étain l'électrode positive de cet électromoteur vivant. Ce sont ces électrodes qu'on réunit aux différents appareils destinés à mesurer ou à rendre visible la décharge des organes.

Pour provoquer la décharge, il suffit de pincer même légèrement, et avec une pince à dissection, le bord des ailes du poisson. Dans ces conditions, la torpille ne donne, en général, qu'une décharge; mais, si le pincement est violent, les décharges sont multiplies et gênantes pour l'enregistrement.

III. La courbe inscrite par le galvanographe montre que la décharge n'est pas continue, ainsi que l'a signalé M. Marey; elle se compose de 6 à 10 décharges successives qui s'additionnent au début en se suivant à environ $\frac{1}{100}$ de seconde. L'intensité atteint son maximum, en général, après la troisième décharge partielle et va ensuite en

diminuant graduellement jusqu'à zéro. Le courant va toujours dans le même sens, de façon que le dos de l'animal est toujours positif et le ventre toujours négatif. La courbe tracée a une allure absolument semblable à celle de la contraction musculaire, l'intensité augmentant rapidement pour atteindre son maximum et retomber ensuite à zéro plus lentement.

La durée moyenne d'une décharge oscille entre $\frac{1}{10}$ et $\frac{15}{100}$ de seconde à la température de 19° C., où j'ai opéré.

Sur des torpilles de 25 à 35 centimètres de diamètre, conservées depuis huit jours dans les bassins du laboratoire de Concarneau, j'ai obtenu les nombres suivants : la force électromotrice a oscillé entre 8 et 17 volts, et l'intensité entre 1 et 7 ampères [1].

En possession de ces nombres, j'ai pensé qu'il était possible de traduire aux yeux du public l'énergie de la décharge sous une forme plus palpable. J'ai employé pour cela le dispositif suivant qui réussit très bien. Je prends une lampe à incandescence consommant 4 volts et 1 ampère et je la réunis à un des organes électriques. En pinçant l'animal, cette lampe s'allume et se trouve portée au blanc éblouissant pendant un instant. Il est prudent de mettre la lampe en rapport avec un seul des organes et de pincer légèrement l'animal, sans quoi la lampe est infailliblement brûlée, comme cela m'est arrivé la première fois que j'ai fait l'expérience. J'ai pu mettre trois de ces lampes en tension et les allumer au blanc; j'ai réussi également en les plaçant en quantité. Avec un ampèremètre Deprez-Carpentier, l'aiguille a été chassée plusieurs fois au-delà de la graduation qui n'allait qu'à 5 ampères.

En lançant la décharge dans une petite bobine de Ruhmkorff, j'ai également fait briller d'un vif éclat deux tubes de Geissler. Ces expériences, faciles à répéter, ont l'avantage de montrer à un nombreux auditoire à la fois la nature électrique et l'intensité de la décharge de la torpille.

---

(1) *En court circuit.* A circuit *ouvert*, la force électromotrice de l'organe peut dépasser 300 volts. Pour faire cette mesure, que je n'ai pu effectuer qu'à Paris, j'emploie un électromètre multicellulaire de Lord Kelvin. L'électromètre n'est mis en rapport avec l'organe que juste au moment où la décharge est maxima. Pour arriver à ce résultat, j'utilise l'indépendance fonctionnelle des deux organes électriques. L'un d'eux actionne un électro-aimant polarisé qui ferme le courant de décharge du second organe sur l'électromètre au moment où l'onde atteint seulement son maximum, la communication étant aussitôt rompue pour laisser l'électromètre en charge.

IV. Les deux organes fonctionnent synergiquement et avec la même intensité, comme on s'en assure facilement en plaçant une lampe électrique sur chaque organe. Les deux lampes s'allument au même instant et présentent le même éclat, bien qu'ayant des circuits séparés.

V. L'organe s'épuise vite; après 4 ou 5 décharges répétées coup sur coup la lampe s'allume de plus en plus faiblement. Si l'on n'a utilisé le courant que d'un seul organe et qu'on porte ensuite la lampe sur le second organe qui est resté à circuit ouvert, on obtient un courant très fort allumant vivement la lampe; ce fait prouve que l'incitation nerveuse volontaire ne suffit pas pour épuiser l'organe et que c'est bien dans l'organe et non dans le système nerveux que se produit l'électricité. Cinq à dix minutes de repos rendent à la décharge son énergie première, si l'on n'a exercé que de légers pincements.

VI. En enfonçant deux aiguilles thermoélectriques dans les organes, j'ai constaté que, pendant la décharge, l'organe s'échauffe jusqu'à $\frac{2}{10}$ et $\frac{3}{10}$ de degré, mais seulement s'il est fermé en court circuit sur lui-même. A circuit ouvert, je n'ai constaté aucun échauffement malgré des pincements répétés.

VII. En coupant les nerfs électriques de façon à supprimer l'action de la volonté et en excitant le bout périphérique de ces nerfs par un choc d'induction, le galvanographe inscrit une décharge ou plutôt un flux unique d'électricité, comme l'avait constaté déjà M. Marey. La courbe de cette décharge est tout à fait semblable à celle de la secousse musculaire. La décharge ainsi provoquée est beaucoup plus faible que la décharge volontaire. Son intensité croît avec l'intensité de l'excitation jusqu'à une certaine limite comme pour le muscle. Les nerfs électriques m'ont paru être plus excitables par les courants de la pile que par les courants d'induction; il leur faudrait donc une caractéristique d'excitation plus étalée que pour le nerf moteur musculaire.

VIII. En plaçant sur l'organe un stéthoscope à membrane pendant la décharge, j'ai pu percevoir, à deux reprises, un son assez bas, correspondant à environ 100 vibrations par seconde, montrant que l'organe est le siège de vibrations, comme cela a lieu pour le muscle pendant la contraction volontaire. Il faut, pour cela, fermer l'organe ausculté en court circuit et pincer très légèrement l'animal, sans

quoi les mouvements qu'il fait rendent l'observation impossible. Je n'ai pu réussir à l'entendre sur l'organe isolé excité artificiellement.

IX. En enregistrant la décharge volontaire au moyen de deux signaux Deprez communiquant avec le même organe, mais l'un recevant le courant provenant de la partie antérieure, et le second de la partie postérieure, j'ai constaté un retard de quatre centièmes de seconde du second sur le premier. L'organe constituerait-il plusieurs départements ayant des décharges indépendantes? Les faits signalés aux n[os] VIII et IX demandent un supplément d'instruction.

X. Enfin, on ne constate aucune différence de potentiel entre les deux faces de l'organe au repos. Cette différence ne se montre qu'au moment où l'animal lance volontairement sa décharge.

En se reportant à la constitution physique de l'organe si bien étudiée par mon collègue Ranvier, on peut s'expliquer tous ces phénomènes de la façon suivante : l'organe, de chaque côté, est composé d'environ 500 prismes hexagonaux accolés. Chaque prisme est divisé en 2.000 cellules distinctes par une cloison membraneuse. Chaque cellule ou case contient deux substances distinctes : une substance granulée, grisâtre et biréfringente occupe la partie inférieure (ventrale) du prisme; une substance hyaline monoréfringente constitue la moitié supérieure de la case. Le nerf électrique (moteur) se divise dans la substance grisâtre dont la constitution et les réactions sont analogues à celles de la substance protoplasmique contractile. Ces deux substances ne sont pas miscibles et présentent une surface de séparation dont l'étendue peut varier sous l'influence de l'excitation du nerf électrique. Au moment de l'excitation du nerf, le protoplasma tend à prendre la forme globulaire; la surface de séparation augmente et s'accompagne d'une variation électrique comme dans l'électromètre capillaire de Lippmann. L'expérience montre que, au moment de la contraction, le protoplasma devient toujours négatif par rapport au milieu environnant; c'est là un fait général constaté par tous les électro-physiologistes. Il s'ensuit que, au moment de la décharge, chaque case est le siège d'une oscillation électrique qui fait que la substance grise devient négative et la substance hyaline positive. Ces variations électriques s'additionnent pour chaque case de sorte que la différence de potentiel aux extrémités d'un prisme est 2.000 fois plus grande que pour une case seule, comme dans mon muscle artificiel constitué par une série d'électromètres Lippmann associés en tension. La face ventrale du prisme doit donc être

négative et la face dorsale positive, conformément à ce que montre l'expérience. La réunion des prismes en *quantité* explique la grande intensité de la décharge, comme la réunion des cellules en *tension* explique sa grande force électromotrice. Enfin, on s'explique pourquoi la contraction musculaire et la décharge électrique suivent les mêmes lois, pourquoi la force électromotrice n'apparaît dans l'organe que sous l'influence de l'excitation (volontaire ou provoquée) du nerf électrique, puisque ces deux phénomènes reconnaissent une seule et même cause fondamentale : la variation électrique du protoplasma qui entre en action.

Dans la cellule électrique qui est à parois rigides, il ne peut y avoir de déformation extérieure ; il en est tout autrement pour le muscle.

---

## SUR LE ROLE DES MILIEUX DIÉLECTRIQUES EN ÉLECTROSTATIQUE (1) :

Par M. GOUY.

1. Dans la théorie classique de l'électrostatique, telle qu'elle a été conçue à l'origine, la force électrostatique $f$, qui s'exerce entre deux particules électriques données, ne dépend que de leur distance. Depuis lors, l'expérience et de simples considérations d'énergie ont appris que les forces apparentes qui s'exercent entre des conducteurs électrisés, de charges données, sont en raison inverse du pouvoir inducteur K du diélectrique liquide ou gazeux qui remplit le champ. Pour en rendre compte (2), on admet souvent que $f$ est en raison inverse de K, en sorte que le coefficient $\varepsilon$, qui entre dans la formule élémentaire :

$$f = \varepsilon \frac{mm'}{r^2},$$

(1) Ce travail est le développement d'une note parue aux *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, le 1er juillet 1895.

(2) La considération de la *force du champ*, ou *force électrique*, dans le diélectrique donne un semblant d'explication ; mais cette quantité, au sein d'un diélectrique polarisable, est définie d'une manière conventionnelle, et ne peut servir, comme dans un milieu non polarisable, à calculer l'action électrostatique des masses agissantes, parmi lesquelles il faut comprendre les éléments du diélectrique lui-même.

ne serait pas une constante absolue, mais dépendrait du milieu où se propage la force électrostatique.

Cette manière de voir soulève plusieurs difficultés. Elle conduit d'abord à des résultats contradictoires, si l'on considère autre chose que le cas simple des attractions ou répulsions mutuelles de conducteurs indéformables, placés dans un même milieu.

On doit remarquer aussi que cet énoncé ne peut résulter des expériences électrostatiques qu'après une discussion préalable. Si, en effet, on adopte l'hypothèse classique de l'électricité et des forces électrostatiques(comme une fiction mathématique permettant de coordonner l'électrostatique), c'est pour en développer les conséquences, en raisonnant comme si elle exprimait une réalité. Dès lors, l'expérience nous fournit, non pas une définition de $f$, mais un moyen de mesurer cette quantité. Cette mesure sera correcte si $f$ est la seule force qui agisse sur les conducteurs électrisés, où nous constatons des forces apparentes. S'il y a d'autres forces mises en jeu avec $f$, il faudra les déduire du résultat brut de la mesure, pour avoir la valeur de $f$.

Je vais essayer de montrer que l'existence de ces forces perturbatrices résulte, en effet, de la théorie ordinaire de la polarisation diélectrique et que, si on en tient compte, on trouve que l'expérience est d'accord avec l'hypothèse que $f$ est indépendant du milieu ambiant, comme l'admettaient les fondateurs de l'électrostatique.

2. Il est utile de rappeler d'abord que, en général, le milieu fluide où se trouve placé un corps peut donner des forces apparentes, en produisant une pression hydrostatique différente aux divers points de sa surface. Cela aura lieu lorsque les éléments du milieu fluide seront eux-mêmes soumis à des forces tendant à les déplacer.

Considérons, par exemple, l'attraction newtonienne de deux sphères solides, de volumes $V_1$ et $V_2$ et de densités $\delta_1$ et $\delta_2$, au sein d'une très grande masse d'eau, de figure invariable et de densité $\delta_0$. La sphère 1 étant en équilibre, il faudra, si on éloigne la sphère 2, appliquer à la première, pour la maintenir en équilibre, une force qui est l'attraction apparente $a$. La sphère 2 étant remplacée, lorsqu'on l'éloigne, par un égal volume d'eau, il semble qu'on doit avoir :

$$a = \gamma \frac{V_1\delta_1 (V_2\delta_2 - V_2\delta_0)}{r^2},$$

$\gamma$ désignant la constante newtonienne. Ce résultat est pourtant

erroné, et $a$ doit évidemment s'annuler pour $\delta_1 = \delta_0$. En réalité, cette formule donne bien la différence des attractions exercées, sur la sphère 1, par la sphère 2 et par l'eau qui le remplace ; mais, en outre, la sphère 2 agit par attraction sur le milieu ambiant, et produit une pression hydrostatique qui s'exerce inégalement sur la surface de la sphère 1 et intervient ainsi dans la force apparente $a$.

Si $a$ était connu expérimentalement, et qu'on oubliât de tenir compte de cette pression hydrostatique, on serait obligé de conclure, comme on le fait en électrostatique, que la constante $\gamma$ dépend du milieu ambiant.

3. Considérons des conducteurs électrisés 1, 2, 3..., placés dans le vide.

Le conducteur 1 peut être regardé comme soumis à des forces appliquées à chaque élément $ds$ de sa surface, dirigées suivant la normale extérieure, et égales à $2\pi\sigma^2 ds$, en appelant $\sigma$ la densité électrique.

Supposons maintenant que, les conducteurs restant de même, ainsi que leurs charges, le champ soit rempli d'un diélectrique fluide, de pouvoir inducteur K. Une particule électrique quelconque du conducteur 1 est sollicitée par des forces électrostatiques qui émanent des autres particules électriques existant sur les conducteurs et des éléments du diélectrique polarisé.

Ces dernières forces ont une résultante nulle. En effet, le diélectrique entier peut être divisé en couches comprises entre des surfaces équipotentielles infiniment voisines, et chacune de ces couches forme un feuillet diélectrique fermé, qui ne produit de force électrique que dans son épaisseur [1].

Il en résulte que la distribution sur les conducteurs est la même que précédemment. De plus, comme, par hypothèse, $f$ ne dépend pas du milieu ambiant, les forces électrostatiques qui agissent sur la charge du conducteur 1 sont les mêmes que tout à l'heure, dans le vide ; il y a donc, appliquée à l'élément $ds$, la même force $2\pi\sigma^2 ds$.

---

[1] Pour abréger, je raisonne ici comme si la charge du conducteur était hors du diélectrique, mais il n'est pas inutile d'examiner l'autre hypothèse.

Supposons que la charge soit localisée dans la couche du diélectrique qui est au contact du conducteur. Si cette charge est soumise, de la part de cette couche, à des forces électrostatiques, ces forces sont équilibrées par celles qui y retiennent la charge, et il n'y a pas à en tenir compte. En effet, pour un déplacement virtuel de la surface du conducteur, le travail de ces forces est nul, puisque la couche extrême du diélectrique se déplace avec elle.

Reste à expliquer pourquoi la force apparente qui agit sur ce conducteur est K fois plus petite que dans le vide.

4. On sait que, dans l'air ou dans le vide, un petit corps diélectrique est attiré suivant la direction où l'intensité du champ s'accroît le plus vite. Cette attraction, d'après la théorie usuelle, est due aux forces électrostatiques agissant sur chaque élément du diélectrique polarisé, et elle existe de même pour un diélectrique qui remplit tout le champ, tel que nous l'envisageons. Le diélectrique est soumis à des forces pondéromotrices de deux sortes, qui résultent des forces électrostatiques qu'exercent, sur chaque élément polarisé : 1° les charges des conducteurs ; 2° les autres éléments du diélectrique.

Occupons-nous d'abord des premières de ces forces pondéromotrices, considérées comme agissant seules.

Soit, en chaque point, F la force électrique produite par les charges seules des conducteurs. La polarisation I est de même sens que F, et l'on a :

$$I = \frac{1}{4\pi}\,\frac{K-1}{K}\,F.$$

La force pondéromotrice produite par les charges des conducteurs est appliquée au centre de gravité de chaque élément $dxdydz$, et a pour composantes :

$$I\,dxdydz\,\frac{dF}{dx} = \frac{1}{8\pi}\,\frac{K-1}{K}\,\frac{dF^2}{dx}\,dxdydz;$$
$$I\,dxdydz\,\frac{dF}{dy} = \frac{1}{8\pi}\,\frac{K-1}{K}\,\frac{dF^2}{dy}\,dxdydz;$$
$$I\,dxdydz\,\frac{dF}{dz} = \frac{1}{8\pi}\,\frac{K-1}{K}\,\frac{dF^2}{dz}\,dxdydz.$$

L'équilibre de cet élément exige qu'on ait, en chaque point du fluide, une pression hydrostatique $p$ donnée par l'équation :

$$p = \frac{1}{8\pi}\,\frac{K-1}{K}\,F^2,$$

en supposant nulle la pression aux points où le champ est insensible, et faisant abstraction de la pesanteur.

5. Les forces pondéromotrices de seconde espèce seront négli-

geables si K — I est une quantité très petite, car leur expression contient en facteur $I^2$ ou $(K-1)^2$; ce sera le cas des gaz (¹).

Ces forces s'annulent encore, quelle que soit la constante K, dans le calcul de la pression exercée sur un conducteur par un diélectrique liquide, qu'on peut supposer incompressible, vu la petitesse des pressions mises en jeu.

Pour le montrer, nous avons à appliquer les formules établies par M. A. Liénard (²) pour le calcul de la pression dans les aimants et les diélectriques. Dans le cas de notre diélectrique incompressible, on a l'énoncé suivant :

La pression P au sein du fluide est normale à l'élément sur lequel elle s'applique, et donnée par l'équation :

$$P = 2\pi I^2 \left\{ \frac{1}{K-1} + \cos^2(I, N) \right\},$$

en désignant par (I, N) l'angle que fait la polarisation I avec la normale à l'élément.

A la surface d'un de nos conducteurs plongé dans le diélectrique, l'angle (I, N) étant égal à zéro, cette équation s'écrit :

$$P = 2\pi I^2 \frac{K}{K-1} = \frac{1}{8\pi} \frac{K-1}{K} F^2 = p.$$

Ainsi il n'y a à tenir compte, pour la pression exercée sur un de nos conducteurs, que du terme $p$ qui résulte de l'action exercée sur le diélectrique par les charges des conducteurs, ce qui nous montre que le diélectrique est en équilibre de lui-même sous les actions mutuelles de ses éléments (³).

6. Revenons maintenant au conducteur 1. L'élément $ds$ subit, du fait de la pression hydrostatique $p$, une force dirigée suivant la nor-

(¹) Je me propose de montrer, dans un autre travail, que la pression $p$ est la cause vraisemblable du phénomène qui a reçu le nom de *contraction électrique des gaz*, et qui consiste en une compression analogue à celle que produit la pesanteur. Il y a lieu aussi de tenir compte de $p$ dans la question de la tension des vapeurs saturées dans un champ électrique.

(²) *La Lumière électrique*, mars et avril 1894. Ces formules sont déduites de la théorie classique de la polarisation magnétique ou diélectrique.

(³) Ceci n'est vrai, bien entendu, que lorsque le diélectrique est limité, comme ici, par des surfaces équipotentielles.

male intérieure, et égale à $\frac{1}{8\pi}\frac{K-1}{K}F^2ds$. D'autre part, les forces électrostatiques directes produisent sur $ds$ une force opposée à la précédente et égale à $2\pi\sigma^2 ds$. La force apparente est donc:

$$\left(2\pi\sigma^2 - \frac{1}{8\pi}\frac{K-1}{K}F^2\right) ds.$$

Comme on a, près du conducteur, $F = 4\pi\sigma$, l'expression précédente s'écrit:

$$\frac{2\pi\sigma^2}{K} ds,$$

ce qui est bien le résultat exact.

Ainsi, nous rendons compte, non seulement des attractions et répulsions apparentes des conducteurs électrisés, mais aussi des forces apparentes dues à leur électrisation, et tendant à faire varier leur forme ou leur volume, qui sont, à charges données, en raison inverse de K, comme les premières.

En résumé, la théorie classique est d'accord avec l'expérience. La force électrostatique est partout la même; il s'y joint, dans les diélectiques fluides, une pression hydrostatique qui est un effet indirect, et intervient pour sa part dans les forces apparentes.

---

## SUR LA CHALEUR DE VAPORISATION ET LES DIMENSIONS MOLÉCULAIRES;

Par M. L. HOULLEVIGUE.

I. — Tout le monde connaît l'ingénieuse démonstration, par laquelle sir W. Thomson a fait voir que la pression maximum de vapeur d'un liquide dépendait de sa courbure. On peut ajouter quelque chose à cette question, en remarquant que la *chaleur de vaporisation, à température donnée, d'un liquide, dépend aussi de la forme de sa surface.*

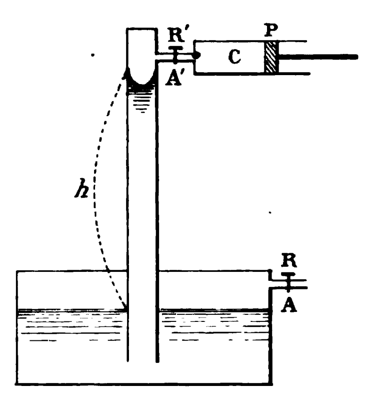
Considérons, à cet effet, un liquide contenu dans un vase suffisamment large A, et qui s'élève à une hauteur $h$ dans un tube de rayon $\rho$. Soient F, V, L la pression maxima, le volume spécifique de la vapeur et la chaleur de vaporisation en A; F′, V′, L′ les grandeurs analogues en A′, et $u$ le volume spécifique du liquide.

Faisons parcourir au système le cycle isothermique suivant :

1° A l'aide d'une pompe fixée en R', on vaporise un poids très petit $d\varpi$ du liquide affleurant en A' ;

2° Le robinet R' étant fermé, on agit sur le piston P, de manière à amener la pression de la vapeur contenue dans C de F' à F ;

3° On transporte le récipient C en R ;




4° On agit sur P de manière à condenser en A la vapeur contenue dans le corps de pompe.

Le cycle est fermé ; on peut lui appliquer le principe de l'équivalence.

Dans la transformation (1) le travail effectué est $\mathfrak{G}_1 = -F'V'd\varpi$ ; la chaleur dégagée en A' est $Q_1 = -L'd\varpi$ ; mais il y a aussi production en A, par suite de l'abaissement du niveau, d'un volume $ud\varpi$ de vapeur, auquel correspond un dégagement de chaleur :

$$Q'_1 = -L\frac{u}{V}d\varpi.$$

On peut négliger le travail $\mathfrak{G}_2$ et la chaleur $Q_2$ mis en jeu dans la transformation (2), en considérant, pour la variation très faible qui l'amène de F' à F, la vapeur comme un gaz parfait. La transformation (3) s'effectue sans dégagement de chaleur ; elle nécessite un travail $\mathfrak{G}_3 = -hd\varpi$.

La transformation (4) absorbe un travail $\mathfrak{G}_4 = FVd\varpi$ et dégage

$$Q_4 = Ld\varpi + L\frac{u}{V}d\varpi.$$

En appliquant le principe de l'équivalence, $\mathfrak{G} = EQ$, on a

$$-F'V' - h + FV = E(-L' + L).$$

Si on considère, comme on l'a fait tout à l'heure, que la vapeur, pour une transformation très petite, se comporte comme un gaz parfait, il en résulte $FV = F'V'$, et par suite :

$$L' = L + \frac{h}{E}. \tag{1}$$

On arriverait au même résultat, si, considérant que le cycle employé est réversible et isothermique, on lui appliquait le théorème de Carnot; on aurait alors $\Sigma Q = 0$, c'est-à-dire $Q_1 + Q'_1 + Q_2 + Q_4 = 0$.

La quantité $Q_2$ peut s'évaluer facilement. On a, en effet,

$$Q_2 = \frac{FV}{E}\, d\varpi \,\text{Log}\, \frac{F}{F'},$$

qu'on peut écrire très approximativement :

$$Q_2 = \frac{FV}{E}\, d\varpi. \frac{F - F'}{F} = \frac{V}{E}(F - F')\, d\varpi.$$

Or, $F - F' = h\delta$, $\delta$ étant le poids spécifique de la vapeur. Donc

$$Q_2 = V\delta. \frac{h}{E}\, d\varpi;$$

et comme $V\delta = 1$,

$$Q_2 = \frac{h}{E}\, d\varpi.$$

En remplaçant $Q_2$ par cette valeur dans $\Sigma Q = 0$, on retrouve alors, toutes simplifications faites, la relation (1).

Dans le cas d'une dépression capillaire, c'est-à-dire d'une surface convexe, on obtiendrait facilement pour la chaleur de vaporisateur $L''$ :

$$L'' = L - \frac{h}{E}. \tag{2}$$

ou bien, en exprimant $h$ en fonction de la constante capillaire A, du rayon de courbure $\rho$ (l'angle de raccordement supposé de $180^0$), et du poids spécifique D du liquide

$$L'' = L - \frac{2A}{E\rho D}. \tag{2 bis}$$

$L''$ diminue donc quand $\rho$ augmente. Or, si on considère des gouttelettes de différents volumes, s'évaporant dans une atmosphère, sir W. Thomson a montré que les plus grosses devaient croître aux dépens des plus petites. La relation (2 *bis*) nous montre en plus que cette transformation est exothermique.

II. — On peut tirer de la formule (2 *bis*) une conséquence au sujet des dimensions moléculaires : Si petite que soit la gouttelette de liquide considérée, sa formation, aux dépens de la vapeur sèche, a dû dégager de la chaleur. On a donc, en écrivant que $L''$ est nécessairement positif,

$$L - \frac{2A}{E\rho D} > 0,$$

d'où

$$(3) \qquad \rho > \frac{2A}{LED}.$$

Cette formule n'est évidemment qu'approximative; en particulier, son application suppose la constance de A pour de très petites quantités de liquide, constance qui est très problématique. Telle qu'elle est, elle nous permettra cependant de prendre une idée des dimensions de la plus petite goutte liquide qui puisse se former.

Pour faire les calculs, on remarquera que, si A est exprimé à la manière ordinaire (en milligrammes par millimètre), si $E = 425$, pour obtenir $\rho$ en millimètres, il faut diviser le second membre de la formule (3) par 1000 :

$$(3\ bis) \qquad \rho^{mm} > \frac{2A}{1000\ LED}.$$

Prenons comme exemple l'eau à la température ordinaire pour laquelle $L = 600$, $D = 1$, $A = 8{,}25$. On trouve

$$2\rho > 1{,}3 \times 10^{-7}.$$

*Le diamètre de la plus petite goutte de liquide possible est donc supérieur à un dix-millionième de millimètre.*

Ce nombre est d'accord avec ceux qu'on obtient par d'autres voies pour la limite des dimensions moléculaires : Lord Rayleigh [1] trouve que la plus petite épaisseur d'huile capable d'arrêter les mouvements du camphre sur l'eau mesure à peu près 1,3 millionième de millimètre ; elle est donc 10 fois plus grande que la limite inférieure de $2\rho$ donnée par l'équation (3 *bis*). Reinold et Rückert [1] trouvent pour l'épaisseur moyenne de la tache noire, dans les bulles de savon environ 10 micro-millimètres, c'est-à-dire des valeurs environ 75 fois plus grandes que $2\rho$ ; mais cette tache noire est, comme on sait, creusée elle-même de facules encore beaucoup plus minces. Du reste,

---

(1) Sir W. Thomson, *Conférences scientifiques et allocutions*, traduction Lugol, page 48.

sir W. Thomson [1], rappelant les recherches faites sur ce sujet, indique lui-même la limite inférieure que nous venons de trouver : « Les résultats généraux auxquels conduisent les quatre modes de raisonnement qui sont fondés respectivement sur la théorie ondulatoire de la lumière, sur les phénomènes de l'électricité de contact, sur l'attraction capillaire et sur la théorie cinétique des gaz, s'accordent à montrer que le diamètre des atomes ou des molécules de la matière, dans les conditions ordinaires, doit être voisin de $\frac{1}{10.000.000}$ de centimètre ou compris entre $\frac{1}{10.000.000}$ et $\frac{1}{100.000.000}$ de centimètre. »

III. — Les équations (1) et (2) peuvent nous fournir encore un renseignement. Elles s'appliquent à toute température, en particulier à la température critique du liquide considéré. S'il y a alors vaporisation totale du liquide, c'est que $L'$ ou $L''$ doivent être nuls en même temps que L ; $h$ doit donc être égal à zéro dans les formules (1) ou (2), c'est-à-dire que *la constante capillaire doit être nulle exactement à la température critique.*

Il est à remarquer que la valeur des dimensions limites d'une goutte liquide fournie par (3 *bis*) est alors indéterminée.

---

## ÉTUDE GÉOMÉTRIQUE DES ABERRATIONS DANS LES MIROIRS SPHÉRIQUES;

Par M. P. LUGOL.

L'étude des aberrations dans les miroirs sphériques peut être faite très simplement par voie géométrique.

Soient : A un point lumineux ; A$o$ un axe secondaire ; AI un rayon incident ; IA′ le rayon réfléchi correspondant ; IT la tangente au point d'incidence. On sait que, si l'on compte, sur l'axe secondaire, les distances à partir du point $o$ positivement vers la droite et négativement sur la gauche, on a, en posant $oA = a$ et $oA' = a'$, la relation générale

$$(1) \qquad \frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{2}{oT}.$$

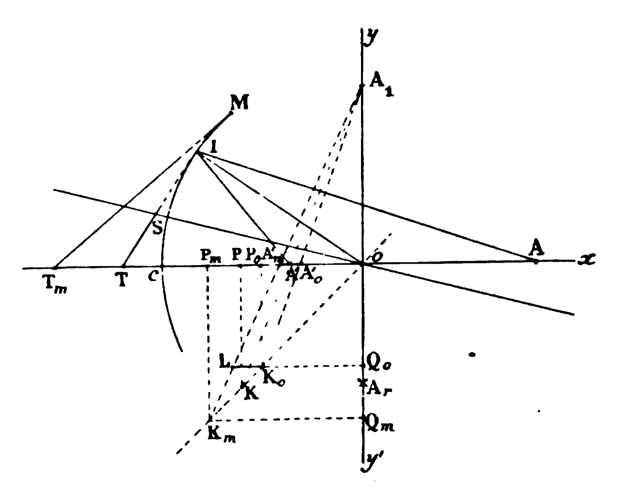
Considérons sur $oy$, perpendiculaire à $ox$, le point $A_1$ tel que

[1] Ouvrage cité, page 109.
[2] Ouvrage cité, page 96.

$oA_1 = a$. L'équation

(2) $$\frac{x}{a'} + \frac{y}{a} = 1$$

représente la droite $A_1A'$ ; elle passe par le point K $\left(x = y = \frac{oT}{2}\right)$, intersection de la bissectrice de l'angle $Toy'$ et de la parallèle à $oy$ menée par P, milieu de $oT$ [1]. On déterminera donc le point A' en construisant K et joignant $A_1K$. En appliquant la construction au rayon central AC et au rayon marginal AM, on obtient les limites $A'_0$ et $A'_m$ de l'aberration relative au point A ; $A'o$ est le *foyer conjugué* de A (théorie élémentaire). On voit de suite que l'aberration, pour une distance donnée de A au centre de courbure, est minima lorsque ce point est sur l'axe principal.




La construction permet de donner de l'aberration une expression simple. Menons $Q_0K_0$ parallèle à $ox$, et coupant $A_1K_mL$ ; les triangles $A_1A'_mA'_0$, $A_1LK_0$ étant semblables, on a

$$\frac{A'_mA'_0}{LK_0} = \frac{A_1o}{A_1Q_0}.$$

Il est facile de suivre sur la figure les variations de $LK_0$ et celles du rapport $\frac{A_1o}{A_1Q_0}$ quand $A_1$ se déplace de $y$ vers $y'$, ce qui correspond au déplacement du point lumineux devant le miroir.

(1) Voir *Journ. phys.*, 2e série, t. V, p. 544.

Il faut remarquer que, si le point $A_1$ occupe une position telle que $A_r$, entre $Q_0$ et $Q_m$, la longueur $A'_m A'_0$ correspondante représente, non l'aberration proprement dite, mais *une portion de l'axe que ne vient rencontrer aucun rayon réfléchi*. L'aberration, dans ce cas, est doublement infinie, en quelque sorte. Il n'y a pas lieu de s'occuper des rayons réfléchis marginaux, qui coupent l'axe en avant du miroir, au-delà du point $A'_m$ ; les rayons efficaces sont les rayons centraux, dont le prolongement va former l'image virtuelle qu'indique la théorie élémentaire.

---

## DÉCHARGE DE L'ÉLECTRICITÉ PRODUITE PAR LES RAYONS DE RÖNTGEN, EFFETS PRODUITS PAR CES RAYONS SUR LES DIÉLECTRIQUES QU'ILS TRAVERSENT ;

Par M. J.-J. THOMSON (1).

Les rayons de Röntgen, tombant sur des corps électrisés, leur font perdre rapidement leur charge, qu'elle soit positive ou négative. La disposition que j'ai employée pour étudier cet effet est la suivante : la bobine de Ruhmkorff et le tube à vide qui servent à produire les rayons, sont placés à l'intérieur d'une grande boîte d'emballage, qu'on a recouverte d'une feuille d'étain pour protéger, par un écran, l'électromètre de toute perturbation électrostatique, que pourrait causer l'action de la bobine. L'aiguille de l'électromètre est suspendue à un fil de quartz ; comme il n'y a aucune force magnétique antagoniste, cette aiguille n'est pas influencée par des variations dans l'aimantation du noyau de la bobine.

Le tube à vide est placé de telle façon que la partie phosphorescente soit à environ 1,5 pouce du couvercle de la boîte ; un trou d'environ un pouce de diamètre permet aux rayons de sortir de la boîte ; une feuille d'aluminium ou d'étain mince recouvre le trou. La lame électrisée, qui est un peu plus grande que le trou, est placée hors de la boîte, environ à deux pouces au-dessus, et les rayons tombent sur elle après avoir traversé l'ouverture. La lame est maintenue en communication constante avec un des quadrants d'un électromètre ; on isole les quadrants et la lame avec le plus grand soin. L'isolement était assez bon pour qu'il n'y eût aucune perte appréciable,

(1) Société royale de Londres, 13 février 1896.

quand la bobine ne fonctionnait pas. Voici maintenant comment on opérait : les deux paires de quadrants sont réunies, et on charge la lame à un potentiel élevé, par un électrophore, ou en la mettant en communication pendant quelque temps, avec une grande batterie de petits accumulateurs. Les quatre quadrants de l'électromètre sont alors au même potentiel. On sépare les deux paires de quadrants ; si l'isolement est bon, les potentiels resteront les mêmes, et il n'y aura pas de déviation de l'électromètre ; dans nos expériences, la perte est si faible que, dans ces conditions, le mouvement de la tache lumineuse est à peine perceptible. Si maintenant on dirige les rayons de Röntgen sur la lame, il se produit une déperdition brusque d'électricité, le potentiel des quadrants reliés à la lame varie et, en quelques secondes, la tache lumineuse renvoyée par le miroir de l'électromètre est projetée au-delà de l'échelle. Cette déperdition d'électricité se produit quel que soit le signe de l'électrisation ; quand la plaque est sans charge au début, il m'a été impossible de mettre en évidence une charge quelconque qu'elle aurait acquise par l'exposition à ces rayons. Quand on porte la lame à un potentiel élevé, la déperdition est un moyen extrêmement délicat de déceler ces rayons, beaucoup plus sensible qu'aucune plaque photographique que je connaisse. J'ai observé que ces rayons produisent des effets distinctement perceptibles sur une lame chargée, après avoir traversé une lame de zinc d'un quart de pouce d'épaisseur. L'emploi de la lame chargée et de l'électromètre est beaucoup plus expéditif que celui de la plaque photographique, et se prête beaucoup plus aisément aux mesures quantitatives.

Pour déterminer comment l'émission des rayons de Röntgen dépend du degré de vide du tube, on a relié le tube à la pompe et on a observé la perte à divers degrés de vide ; aucune déperdition ne s'est manifestée tant que la pression n'a pas été assez basse pour que des lueurs phosphorescentes apparaissent sur le verre, et, même après l'apparition de ces lueurs, la perte est restée faible, tant que l'éclat de la bande positive a été considérable ; ce n'est qu'après la disparition de cette bande que la décharge de la lame est devenue rapide.

Pour obtenir le maximum de sensibilité, il faut évidemment charger la lame à un potentiel aussi haut que possible. La perte due aux rayons se produit cependant quand le potentiel de la plaque ne dépasse pas celui de la lame d'étain, de plus de 3 ou 4 volts, et je n'ai jusqu'ici observé aucun phénomène qui puisse laisser croire à

l'existence d'une limite inférieure de la différence de potentiel au-dessous de laquelle la déperdition cesserait de se produire.

Cette déperdition diffère de celle qu'occasionnent les rayons ultra-violets, dont MM. Elster et Gestel ont démêlé les lois, par plusieurs caractères essentiels ; d'abord la lumière ultra-violette ne décharge que les corps électrisés négativement, tandis que les rayons de Röntgen agissent quel que soit le signe de la charge. De plus, l'effet de la lumière ultra-violette n'est considérable que quand le corps électrisé est un métal fortement électropositif, avec une surface propre. Les effets des rayons de Röntgen sont, au contraire, très marqués, quel que soit le métal, et se produisent quand la lame est plongée dans un diélectrique solide ou liquide, aussi bien que quand elle est dans l'air. J'ai recouvert la lame métallique de paraffine solide, de soufre solide, je l'ai mise à l'intérieur d'une masse d'ébonite, je l'ai placée entre deux lames de mica, je l'ai plongée dans un bain d'huile de paraffine ; dans tous ces cas, et bien que l'isolement fût pratiquement parfait, quand l'isolant n'était pas traversé par les rayons de Röntgen et que la différence de potentiel entre la lame et le métal qui recouvrait la boîte ne fût que de 10 à 15 volts, la charge de la lame métallique se perdait néanmoins dès que les rayons de Röntgen pénétraient dans l'isolant. J'ai trouvé que l'électricité s'écoule de la lame, même quand l'espace qui la sépare des conducteurs les plus voisins, mis à la terre, est entièrement rempli de paraffine solide ; il faut en conclure que, quand les rayons de Röntgen traversent un diélectrique, ils le rendent conducteur pendant la durée de leur passage et *que tous les corps deviennent conducteurs, quand ces rayons les traversent*. Le passage de ces rayons à travers un corps semble donc être accompagné d'une décomposition de ses molécules, qui permet le mouvement de l'électricité, par un mécanisme analogue à celui du passage du courant dans un électrolyte. En employant un bloc de paraffine solide, dans laquelle étaient plongés deux couples d'électrodes, les unes parallèles, les autres perpendiculaires aux rayons de Röntgen, j'ai trouvé qu'il n'y a que très peu de différence entre les vitesses de déperdition, parallèlement et perpendiculairement aux rayons.

---

## NOUVELLES RECHERCHES SUR LES RAYONS X (1);

Par MM. L. BENOIST et D. HURMUZESCU.

La méthode que nous avons décrite (2) nous a permis de vérifier tout d'abord que les rayons X se propagent bien dans l'air en suivant très sensiblement la loi du carré des distances, ce qui démontre la transparence de l'air pour ces rayons.

*Résultat de deux expériences.* — Les distances sont comptées à partir de la paroi anticathodique (3) du tube de Crookes, jusqu'aux feuilles d'or de l'électroscope; le rapport des intensités est donné par le rapport inverse des temps de chute correspondant à un même angle vertical des feuilles:

| | | | |
|---|---|---|---|
| Distances....... | $13^{cm}$ | et | $20^{cm}$ |
| Angle.......... | $40°$ | | |
| Temps.......... | $27^s,7$ | | $65^s$ |
| Rapport des carrés des distances..... | | | 2,37 |
| Rapport des temps.................. | | | 2,33 |

Autre expérience :

| | | | |
|---|---|---|---|
| Distances....... | $15^{cm}$ | et | $25^{cm}$ |
| Angle.......... | $32°$ | | |
| Temps.... .... | $5^s,5$ | | $14^s,8$ |
| Rapport des carrés des distances..... | | | 2,78 |
| Rapport des temps.................. | | | 2,69 |

Une deuxième propriété fondamentale que nous avons pu mettre en évidence par des preuves diverses et concordantes, c'est l'***hétérogénéité*** des rayons X:

1° Dès nos premières mesures du coefficient de transmission (1) de l'aluminium, rapporté à l'épaisseur de $0^{mm},1$ et pour des plaques de ce même ordre d'épaisseur, nous avons trouvé des nombres toujours inférieurs à 0,9 et généralement voisins de 0,85.

---

(1) Extrait des *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, 17 février 1896.
(2) Voir page 210 de ce volume.
(3) C'est-à-dire la paroi frappée par les rayons partis de la cathode.

Or, une telle valeur serait absolument incompatible avec la transparence très sensible que le professeur Röntgen a observée sur une plaque d'aluminium de 15 millimètres d'épaisseur, si ce coefficient de transmission devait être indépendant du tube de Crookes employé, et s'il ne devait pas augmenter avec l'épaisseur traversée, c'est-à-dire si les rayons X n'éprouvaient pas, de la part de l'aluminium, une absorption sélective, témoignage de leur hétérogénéité. En effet, on peut calculer que, si la valeur 0,85 était constante, la transparence totale d'une lame de 15 millimètres serait représentée par $26 \times 10^{-12}$, c'est-à-dire absolument nulle pratiquement.

2° Nous étions donc conduits à employer des épaisseurs croissantes, et à déterminer les valeurs moyennes correspondantes du coefficient de transmission précédemment défini.

Nous avons vu ce coefficient prendre, en effet, pour un même tube, des valeurs nettement croissantes avec l'épaisseur traversée.

Voici les résultats d'une expérience portant sur des plaques formant $\frac{1}{10}$, $\frac{6}{10}$ et $\frac{10}{11}$ de millimètre d'épaisseur totale, et comprenant dix-huit mesures effectuées à une même distance, avec un même tube de Crookes, et une même distance explosive (2 centimètres) de la bobine; les mesures sont croisées, et les calculs effectués sur les moyennes alternées:

| Épaisseurs employées... | $\frac{1}{10}$ et $\frac{6}{10}$, | $\frac{6}{10}$ et $\frac{11}{10}$. | $\frac{1}{10}$ et $\frac{11}{10}$. |
|---|---|---|---|
| | *Valeurs de* $\alpha\left(\frac{1}{10}\right)$ (1). | | |
| | 0,854 | » | » |
| | 0,853 | » | » |
| | 0,837 | » | » |
| | 0,837 | » | » |
| | » | 0,861 | » |
| | 0,851 | » | » |
| | » | 0,877 | » |
| | » | » | 0,906 |
| | » | » | 0,898 |
| | [0,902] (1) | » | » |
| | » | 0,895 | » |
| | 0,859 | » | » |

(1) C'est-à-dire de la fraction $\alpha$ transmise par une plaque de $0^{mm},1$ d'épaisseur, sans préjuger la constance de $\alpha$.

| Épaisseurs employées... | $\frac{1}{10}$ et $\frac{6}{10}$. | $\frac{6}{10}$ et $\frac{11}{10}$. | $\frac{1}{10}$ et $\frac{11}{10}$. |
| --- | --- | --- | --- |
| | » | » | 0,893 |
| | » | 0,927 | » |
| | 0,848 | » | » |
| | » | 0,936 | » |
| | » | » | 0,899 |
| | 0,864 | » | » |
| | » | 0,900 | » |
| | » | » | 0,889 |
| Moyennes..... | 0,850 | 0,899 | 0,897 |

Donc le coefficient s'élève de la valeur 0,85 pour les plaques d'épaisseur totale ne dépassant pas $\frac{9}{10}$ de millimètre à la valeur 0,90 pour les plaques dépassant 1 millimètre.

3° Ayant enfin employé des tubes de Crookes différents, dans des conditions de réglage identiques, nous avons trouvé des coefficients de transmission différents, bien que les plaques employées fussent de même épaisseur :

Avec un tube...................... $\alpha = 0,85$
Avec un autre..................... $\alpha = 0,78$

Nous avons en même temps observé, pour un même tube, des variations de $\alpha$ avec le réglage de la bobine, la fréquence des interruptions, etc. ; nous établissons en ce moment un dispositif qui nous permettra d'étudier avec précision la part de chacun de ces facteurs. Nous étudions aussi la transparence d'autres substances telles que l'argent, etc.

En résumé, la production des rayons X par un tube de Crookes est un phénomène analogue à celui de la production des rayons calorifiques et lumineux par des sources à température plus ou moins élevée.

---

(1) Ce nombre, qui n'élèverait pas d'ailleurs sensiblement la moyenne, peut être considéré comme résultant d'une variation de réglage de la bobine.

## RECHERCHES PHOTOGRAPHIQUES SUR LES RAYONS DE RÖNTGEN (1);

Par MM. AUGUSTE et LOUIS LUMIÈRE.

Nous nous sommes attachés à l'étude de l'action des rayons X sur les substances sensibles, nous avons remarqué d'abord que les rayons de Röntgen agissent de la même manière sur des plaques au gélatino-bromure colorées et rendues sensibles aux diverses régions spectrales. Ainsi, des plaques sensibilisées pour le rouge, pour le jaune ou pour le vert, donnent exactement la même impression, toutes choses égales d'ailleurs, à la condition qu'elles aient la même sensibilité générale pour la lumière blanche.

Étant données des plaques photographiques de sensibilités différentes, à la lumière blanche, il nous a paru intéressant d'examiner si le rapport des sensibilités est le même pour les rayons X. Nous avons opéré sur des préparations dans lesquelles les temps nécessaires pour obtenir la même impression, avec une source lumineuse constante, étaient entre eux comme les nombres 1, 8 et 30, et nous avons remarqué que, dans les limites de notre expérience, ces rapports se sont exactement conservés pour les rayons de Röntgen (2).

Une autre série d'essais a eu pour but d'étudier l'absorption de ces rayons par les couches sensibles et de la comparer à celle des rayons lumineux, dans des conditions analogues. A cet effet, on a exposé, sous un écran constitué par des lettres découpées dans une lame de cuivre mince, un paquet de 250 feuilles de papier au gélatino-bromure d'argent, superposées et mises à l'abri des rayons lumineux par les procédés connus; on a fait agir les rayons X pendant dix minutes, et l'on a pu constater, au développement, que la cent-cinquantième feuille présentait encore une impression. (En augmentant le temps de pose, il est d'ailleurs facile d'obtenir une impression sur la totalité des papiers sensibles.)

Pour juger de l'importance de l'absorption due au passage des rayons au travers du papier servant de support à l'émulsion au gélatino-bromure d'argent, on a comparé les images obtenues en remplaçant, dans les expériences précédentes, le papier au gélatino-

(1) Extrait des *Comptes rendus de l'Académie des sciences*, 17 février 1896.

(2) Voir la note de M. A. Londe (*Comptes rendus de l'Académie des sciences*, 10 février 1896).

bromure par du papier non sensibilisé : nous avons constaté, à la suite d'une série d'essais, qu'il faut environ 300 feuilles de papier blanc pour produire la même absorption que 150 feuilles de papier sensible. La couche de gélatino-bromure employée absorbe donc les rayons X de la même façon que le papier qui lui sert de support. L'absorption des rayons X par les papiers sensibles est, par conséquent, extrêmement faible. Cette propriété peut même servir à caractériser ces rayons. Si, en effet, on cherche à reproduire la même série d'expériences avec diverses sources lumineuses, lumière solaire, arc électrique, bec Auer, on constate que, après le passage au travers d'un très petit nombre de feuilles sensibles, la lumière n'agit plus sur les feuilles sous-jacentes.

La première épreuve étant produite à l'aide de la lumière solaire, par exemple, avec une impression telle qu'on puisse comparer cette épreuve à la première feuille de l'expérience précédente, on constate que la sixième feuille ne présente plus de trace d'image.

Cette pénétrabilité extraordinaire des rayons X et leur absorption extrêmement faible par les préparations sensibles paraît constituer un mode de recherche de ces rayons dans les sources lumineuses plus ou moins intenses. A part les tubes de Crookes ou les tubes similaires, les effets photographiques que nous avons constatés avec l'arc électrique, le bec Auer, la lampe à pétrole, ne sont dus qu'à la pénétration des rayons lumineux proprement dits ou à l'échauffement par les rayons calorifiques très rapidement éteints par les piles de papier.

Nous n'avons jamais pu trouver la présence des rayons X dans ces sources lumineuses.

---

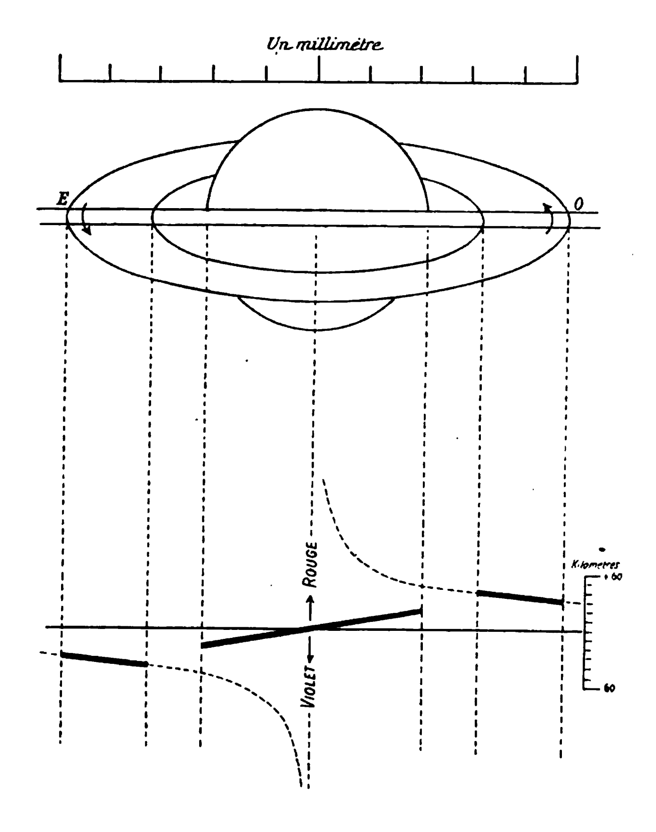
J. KEELER. — A spectroscopic proof of the meteoric constitution of Saturn rings (Preuve spectroscopique de la constitution météorique des anneaux de Saturne) : *The astrophysical Journal*, t. I, p. 146, 1895. — Conditions affecting the form of lines in the spectrum of Saturn (Conditions qui affectent la forme des lignes dans le spectre de Saturne ; *Ibid.*, t. II, p. 63.

W.-W. CAMPBELL. — A spectrographic determination of velocities in the system of Saturn (Détermination spectrophotographique des vitesses dans le système de Saturne) ; *Ibid.*, t. II, p. 127, 1895.

Maxwell a émis le premier l'hypothèse que les anneaux de Saturne sont composés d'une immense multitude de corps relativement petits, qui décrivent autour de la planète des orbites circulaires. Cette hypo-

thèse suffit à expliquer tous les phénomènes observés, mais elle ne comportait jusqu'ici aucune preuve directe :

I. — M. Keeler et, après lui, M. Campbell, trouvent cette preuve dans l'observation spectroscopique des vitesses de rotation, fondée sur l'observation de la raie Hγ ou des raies voisines. Suivant qu'on




admettra que l'anneau est un corps solide unique ou un amas de corpuscules, la loi des vitesses de rotation sera différente ; en particulier, dans la dernière hypothèse, il résulte, de la loi de Képler que la vitesse de rotation doit décroître du bord intérieur de l'anneau au bord extérieur.

On dirige la fente du spectroscope suivant l'équateur de Saturne : le corps de la planète fournit un spectre central, continué à quelque distance, de part et d'autre, par le spectre des deux extrémités de l'anneau. Dans la figure (1) le rouge est supposé en dessus, le violet

en dessous, et les gros traits noirs représentent la position moyenne d'une même raie le long des trois bandes du spectre, dans l'hypothèse où l'anneau est formé de corpuscules [1]. S'il était continu, le déplacement spectral, au lieu de décroître, irait au contraire en croissant du bord intérieur au bord extérieur de l'anneau. Enfin, si l'anneau était formé de deux parties distinctes séparées par la division de Cassini, on aurait une apparence intermédiaire.

Voici maintenant les résultats obtenus par M. Keeler pour une série de raies voisines de Hγ :

Vitesse de rotation du limbe 10,3 ± 0,4 kilomètres, au lieu de la valeur 10,29 donnée par M. Hall;

Vitesse moyenne de l'anneau 18,0 ± 0,3 kilomètres, au lieu de 18,78, calculé d'après la loi de Kepler dans l'hypothèse cosmique;

II. — M. Campbell a fait usage du spectrographe de Mills. Cet appareil est disposé de telle sorte que la lumière réfléchie par la première face du prisme du spectrographe est reçue, à travers un prisme de 30°, sur le télescope-guide. Un fil est tendu au foyer de celui-ci, de manière à occulter le spectre, à l'exception de la région Hγ. Quand l'observateur voit de la lumière dans son télescope, il est certain que c'est la raie Hγ qui tombe sur la fente du spectrographe photographique.

Voici les résultats de M. Campbell :

| | Obs. | Calc. |
|---|---|---|
| Vitesse de rotation du limbe......... | $9^{km},77$ | $10^{km},29$ |
| Vitesse du milieu de l'anneau........ | 17 37 | 18 78 |
| Excès de la vitesse du bord intérieur sur celle du bord extérieur........ | 3 13 | 3 87 |

La concordance est, comme on le voit, des plus satisfaisantes.

E. Bouty.

R.-W. WOOD. — Eine einfache Methode die Dauer von Torsionsschwingungen zu bestimmen (Méthode simple pour mesurer la durée d'oscillation de torsion); *Wied. Ann.*, LVI, p. 171, 1895.

La difficulté que M. Wood a voulu écarter consiste en ce qu'il est difficile de suivre des oscillations dans une lunette, et de faire en même temps une lecture précise sur un compteur à secondes.

---

[1] Le trait discontinu qui prolonge le trait noir représente la loi du déplacement d'une raie pour des corpuscules plus rapprochés du centre de la planète.

On peut disposer un miroir qui donne dans le champ de la lunette une image fortement éclairée du compteur. Un second miroir, porté par le système oscillant, projette un éclair à chaque oscillation. Les lectures du chronomètre à l'instant de l'éclair se font aisément à 1/4 de seconde près.

E. Bouty.

E. DRUDE. — Untersuchungen über die electrische Dispersion (Recherches sur la dispersion électrique); *Wied. Ann.*, LIV, p. 352, 1895.

Essais tentés en vue de reconnaître si la constante diélectrique varie sensiblement avec la durée des oscillations électriques.

Les oscillations électriques sont produites entre deux fils parallèles réunis par un pont mobile, suivant la méthode de M. Blondlot (1). Les extrémités des fils, au-delà du pont, sont mises en communication soit avec un condensateur à lame d'air, soit avec un condensateur à lame diélectrique, dont on peut écarter les plateaux à volonté. Un tube de Zehnder (2), en dérivation sur le condensateur, s'illumine quand la capacité de ce dernier a une valeur convenable, variable avec la position du pont. Admettons que, pour deux positions du pont, la *distance efficace* des plateaux du condensateur à lame d'air prenne une même valeur $d$; si les distances efficaces $d'$ des plateaux du condensateur à lame diélectrique sont aussi égales entre elles, c'est que la constante diélectrique est demeurée la même pour les vibrations, de période différente, correspondant aux deux positions du pont, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de dispersion électrique sensible; si la distance $d'$ varie dans le même sens que la durée T de vibration, la constante diélectrique varie en sens inverse de T, la dispersion électrique est *normale;* dans le cas opposé, la dispersion électrique est *anormale.*

L'auteur a opéré sur l'alcool, l'eau et l'ébonite avec des durées d'oscillation dont le rapport est 1,38. L'alcool semble doué d'une dispersion normale du même ordre de grandeur que sa dispersion optique; l'eau paraît présenter une dispersion anormale. L'ébonite n'a pas montré de dispersion sensible.

La méthode employée n'est pas susceptible de fournir des valeurs précises des constantes diélectriques absolues. On trouve: pour l'al-

(1) Blondlot, *Comptes rendus*, CXIII, p. 628, 1892. Voir *Journal de physique*, 3e série, t. II, p. 590-594.

(2) Zehnder, *Wied. Ann.*, XLVII, p. 77, 1892; Voir *Journal de physique*, 3e série, t. III, p. 462.

cool, 26 ; pour l'eau, des nombres compris entre 84 et 130 ; enfin, 2,95 pour l'ébonite. Ces valeurs ne sont données par l'auteur qu'à titre de simple indication.

E. Bouty.

A. BOCK. — Ueber der Verhältniss der Quercontraction zur Längendilatation von Eisenstäben bei Magnetisirung (Influence de l'aimantation sur le rapport de la contraction transversale à la dilatation longitudinale du fer) ; *Wied. Ann.*, LIV, p. 442, 1895.

Cette influence, si elle existe, est certainement inférieure à 1/2 pour 100, soit pour l'acier, soit pour le fer. Pour cette dernière substance, M. Bock croit cependant pouvoir déduire de ses expériences que la flexion est un peu moindre dans le champ magnétique qu'en dehors du champ, et le rapport $\mu$ un peu plus grand. Le fer serait donc moins compressible dans le champ magnétique qu'en dehors.

E. Bouty.

K. PRYTZ et H. HOLST. — Die Absorptionscoefficienten der Kohlensäure und des Schwefelwassertoffs in Wasser bei dessen Gefrierpunkt (Coefficient de solubilité de l'acide carbonique et de l'acide sulfhydrique dans l'eau à son point de congélation) : *Wied. Ann.*, LIV, p. 130, 1895.

Dans un mémoire antérieur [1] M. Prytz a donné une formule théorique de l'abaissement du point de fusion de la glace, produit par la dissolution d'un gaz qui suit la loi de Henry. Mais les vérifications expérimentales de cette formule, pour lesquelles on faisait usage des coefficients de solubilité déterminés par Bunsen, laissaient à désirer.

Les auteurs ont mesuré les coefficients de solubilité à 0° de l'acide carbonique et de l'acide sulfhydrique. Ils ont trouvé respectivement :

| | |
|---|---|
| Acide carbonique .............. | 1,7308 |
| Acide sulfhydrique............. | 4,6796 |

En faisant usage de ces nouveaux coefficients, on trouve, pour les abaissements du point de congélation de l'eau produits par ces deux gaz, — 0° 1523 et — 0° 4016. M. Prytz avait trouvé expérimentalement — 0° 156 et — 0° 392.

E. Bouty.

(1) Voir *Journal de physique*, 3e série, t. II, p. 353, 1893.

H.-W. VOGEL. — Die farbigen Wässer der Caprensen Grotten, der Schweizer Eishöhlen und Yellowstonequellen (Les eaux colorées des grottes de Capri, des crevasses des glaciers de la Suisse et des sources du Yellowstone); *Wied. Ann.*, LIV, p. 175, 1895.

L'eau de la *grotte bleue* de Capri, ainsi que de diverses *taches bleues* au voisinage de la côte de la même île donne, au spectroscope, une bande d'absorption entre *b* et E qu'on n'observe pas dans le spectre de l'eau ordinaire. L'auteur a constaté que les taches bleues, visibles de la côte, ne paraissent pas se déplacer d'un jour à l'autre La cause de leur coloration est inconnue.

L'eau de la *grotte verte* de Capri ne présente rien de remarquable, si ce n'est l'absorption du rouge, mais pas de bande entre *b* et E. La *grotte rouge* donne le spectre ordinaire de l'eau de mer.

On connaît la couleur bleue de la glace des glaciers de l'Oberland. Si dans la neige récente des névés de l'Oberland on pratique, à l'aide d'un alpenstock, un trou de 1 mètre de profondeur, le fond du trou apparaît de la même couleur bleue; au spectroscope, on ne constate qu'une absorption du rouge extrême diminuant progressivement vers le jaune. Les réservoirs des geysers du Yellowstone, dont l'eau a une teinte verte prononcée, donnent un spectre analogue à celui de la glace de l'Oberland.

E. Bouty.

H.-C. JONES. — On the Cryoscopic relations of dilute solution of Cane-Sugar and Ethyl Alcohol (Relations cryoscopiques de solutions diluées de sucre de canne et d'alcool éthylique); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XL, p. 383, 1895.

D'accord avec les derniers travaux de M. Raoult, l'auteur trouve que les abaissements moléculaires du point de congélation de l'eau produits par le sucre de canne, ou par l'alcool éthylique, deviennent de plus en plus supérieurs à la valeur dite *normale*, à mesure que les liqueurs deviennent plus étendues.

E. Bouty.

C. RUNGE. — Die Wellenlänge der ultravioletten Aluminiumlinien (Longueurs d'ondes des raies ultra-violettes de l'aluminium); *Wied. Ann.*, LV, p. 44, 1895.

Les mesures de M. Runge ont été exécutées à l'aide d'un réseau concave de Rowland, dont le rayon de courbure était de 1 mètre et possédant 600 traits par millimètre.

| | Longueurs d'onde | | | |
|---|---|---|---|---|
| Dans l'air ([1]).......... | 1854,09 | 1862,20 | 1935,29 | 1989,90 |
| Dans le vide.......... | 1854,77 | 1862,81 | 1935,90 | 1990,57 |
| D'après M. Cornu ..... | 1852,2 | 1860,2 | 1933,5 | 1988,1 |

E. MERRITT. — Ueber den Dichroïsmus von Kalkspath, Quarz und Turmalin für ultrarothe Strahlen (Dichroïsme du spath, du quartz et de la tourmaline pour les rayons infra-rouges); *Wied. Ann.*, LV, p. 49, 1895.

Par des mesures bolométriques, l'auteur arrive à ce curieux résultat que le spath et le quartz sont dichroïques pour les rayons infra-rouges. Les courbes d'absorption pour les rayons polarisés dans les deux azimuts principaux paraissent tout à fait indépendantes.

Sur ces courbes, on aperçoit les bandes d'absorption suivantes :

Spath : *Rayon ordinaire*, $\lambda = 2,44\ \mu$ et $2,74\ \mu$ : bandes très intenses : $\lambda = 3,4\ \mu$, $\lambda = 4,0\ \mu$ et $\lambda = 4,6\ \mu$ : bandes plus diffuses.

*Rayon extraordinaire*, $\lambda = 3,28\ \mu$, $\lambda = 3,75\ \mu$ et $\lambda = 4,66\ \mu$.

Quartz : *Rayon ordinaire*, $\lambda = 2,90\ \mu$. Pour $\lambda = 4,75\ \mu$, la transparence pour les deux rayons devient à peu près nulle.

Tourmaline : Les deux courbes d'absorption de la tourmaline se coupent pour $\lambda = 2,30\ \mu$ et $\lambda = 3,48\ \mu$. Entre ces deux points neutres, le dichroïsme serait donc inverse de celui qu'on observe dans le spectre visible.

E. Bouty.

J.-E. MYERS. — Ueber den Einfluss gelöster Gase auf das Silbervoltameter (Influence exercée par des gaz dissous sur le voltamètre à sels d'argent); *Wied. Ann.*, LV, p. 288, 1895.

Soient deux voltamètres contenant des dissolutions identiques d'azotate d'argent neutre, à la même température. MM. Schuster et Crossley ([2]) ont annoncé, et M. Myers confirme, que le poids d'argent précipité est un peu moindre (de 0,10 pour 100) dans celui des deux voltamètres qui n'aura pas été privé d'air. Dans un voltamètre saturé de gaz carbonique, la diminution est encore plus forte ; dans un voltamètre saturé d'oxygène, elle serait plus forte que dans un voltamètre non privé d'air d'après MM. Schuster et Crossley, moindre d'après M. Myers.

L'auteur ne propose aucune explication de ces anomalies.

E. Bouty.

([1]) A 20° et sous la pression de 760 millimètres.
([2]) Schuster et Crossley, *Proceed. of the royal Society*, t. L, p. 344, 1892.

J.-E. MYERS. — Ueber das Faraday'sche Gesetz bei Strömen von Reibungselectricität (Sur la loi de Faraday pour les courants produits par les machines à frottement); *Wied. Ann.*, t. LV, p. 297, 1895.

Trois voltamètres à eau acidulée, à sulfate de cuivre et à nitrate d'argent sont intercalés en série dans le circuit d'une machine à influence de Töpler à vingt plateaux de 30 centimètres de diamètre. Au bout de sept à huit heures, on mesure les poids d'argent et de cuivre déposés et le volume d'hydrogène dégagé ([1]). La loi de Faraday se vérifie très bien.

E. Bouty.

J. ZUCHRISTIAN. — Experimentelle Darstellung von Magnetfeldern (Représentation expérimentale de champs magnétiques); *Sitzungsberichte der K. Akad. der Wiss. in. Wien.*, CIII, octobre 1894.

Après avoir déterminé, à l'aide d'un carton saupoudré de limaille, la forme générale des lignes de force du champ d'un électro-aimant, on mesure en valeur absolue le nombre des lignes de force dans une section quelconque normale à l'axe. A cet effet, on emploie un toron T de fils ayant pour axe l'axe même du champ, et susceptible de se déplacer le long de cet axe. Le toron est placé dans un circuit comprenant un galvanomètre et un cerceau de Delezenne E, mobile autour d'un axe horizontal. Pour chaque position du toron, on détermine l'impulsion galvanométrique quand on renverse le champ de l'électro-aimant; on mesure aussi l'impulsion correspondant à une rotation de 180° du cerceau de Delezenne, et l'on a tous les éléments nécessaires pour évaluer le nombre de lignes de force coupées par le toron, en fonction du nombre de lignes de force de la composante verticale du champ magnétique terrestre à travers 1 centimètre carré de surface.

On convient de figurer sur le diagramme plan et par unité de longueur de l'axe, un nombre de lignes de force proportionnel au nombre absolu de lignes de force émané de l'axe dans cette région. On donne à chacune de ces lignes de force la forme indiquée par le carton saupoudré de limaille.

Le mémoire est accompagné d'une planche contenant 10 diagrammes.

E. Bouty.

---

([1]) L'intensité moyenne du courant est d'environ 3 dix-millièmes d'ampère.

**ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES DE GENÈVE;**

T. XXXIII et XXXIV, 1895.

VAN AUBEL et R. PAILLOT. — Sur la mesure des températures par les couples thermoélectriques, t. XXXIII, p 149.

Le couple fer-constantan possède un certain pouvoir thermoélecrique. M. V. Fuchs l'a étudié pour diverses températures. Les auteurs l'ont déterminé pour un assez grand nombre de températures comprises entre 20° et 100°. Ils ont étudié en même temps les couples constantan-manganine et constantan-aluminium. La soudure du constantan à l'aluminium était effectuée à l'étain, après avoir recouvert par galvanoplastie l'aluminium d'une couche de cuivre.

La disposition expérimentale est une variante de la méthode d'opposition; les forces électromotrices étaient comparées à celle d'un élément Latimer-Clark, dont la valeur en fonction de la température était calculée à l'aide de la formule de Glazebrook et Skinner (1):

$$E = 1^{volt},4342 \, [1 - 0,000755 \, (t - 15)].$$

Les résultats expérimentaux sont représentés par la formule parabolique à deux termes :

$$\varepsilon = a \, (T - t) + b \, (T - t)^2,$$

où T et $t$ représentent les températures de chacune des soudures.

Les valeurs de $a$ et de $b$ sont pour le couple fer-constantan: $a = 46,71$, $b = 0,079$;

pour le couple aluminium-constantan: $a = 36,69$, $b = 0,053$,

pour le couple constantan-manganine : $a = 39,56$, $b = 0,036$.

Il est intéressant de remarquer qu'aux températures élevées la variation de $\varepsilon$ tend à devenir rectiligne; ce qui rend très pratique l'application de ces couples à cause de la grande inaltérabilité du constantan. D'ailleurs, l'écart entre la courbe des forces électromotrices et la ligne droite, qui joint les extrémités de la courbe, est plus faible avec le constantan-fer, qui a le plus grand pouvoir thermoélectrique.

(1) *Proceedings of the royal Society of London*, t. LI, p. 60.

CH. MARGOT. — Nouvelles recherches sur les phénomènes d'adhérence au verre de l'aluminium et de quelques autres métaux, t. XXXIII, p. 161.

L'adhérence du verre aux métaux tels que l'aluminium, le magnésium, le zinc et le cadmium, dont on a parlé (*Journal de physique*, 3e série, t. IV p. 144), se produit aussi aux températures élevées. Les trois premiers métaux communiquent cette propriété d'adhérence aux alliages de plomb et d'étain et surtout à l'étain pur. Il est à remarquer que le plomb et l'étain employés seuls ou alliés l'un à l'autre n'adhèrent pas au verre par fusion. L'application pratique découle naturellement: il suffit de chauffer fortement l'objet en verre sur lequel on applique un bâtonnet de soudure (étain contenant de 2 à 5 0/0 de zinc, alliage qui fond vers 200°) qu'on étend en frottant légèrement sur les parties à métalliser. Ce même alliage permet la soudure et l'étamage de l'aluminium. Il est probable que l'oxydation du métal joue, dans ces phénomènes, le rôle principal; ainsi le magnésium adhère au verre à une température élevée qui est favorable à son oxydation, bien qu'inférieure à son point de fusion; d'ailleurs, la magnésie calcinée frottée contre du verre s'y fixe et donne l'illusion d'un dépoli effectué par un moyen mécanique ou chimique; ce dépoli disparaît après un lavage aux acides, qui enlève au verre le dépôt d'oxyde et même toute trace de rayure.

ED. VAN AUBEL. — Sur le phénomène de Hall et la mesure des champs magnétiques, t. XXXIII, p. 222.

L'électrolyse du nitrate de bismuth permet d'obtenir des plaques de ce métal qui, au point de vue du phénomène de Hall, donnent de meilleurs résultats que les plaques construites en coulant du bismuth fondu sur des lames en verre ([1]). Ce dépôt électrolytique se produit d'ailleurs facilement et dans de bonnes conditions sur des miroirs en *verre platiné* ([2]) qui, étant suffisamment rigides, ne se déforment pas sous l'action d'un champ magnétique puissant ([3]). M. Van Aubel fixe ces miroirs sur des lames de mica, au moyen d'un

([1]) Righi, *Journal de physique*, 2e série, t. III, p. 127, 1884 ; Leduc, *Journal de physique*, 2e série, t. X, p. 112, 1891.
([2]) Kundt, *Annalen der Physik*, nouvelle série, t. XLIX, p. 257, 1893.
([3]) Goldhommer, *Annalen der Physik*, nouvelle série, t. XXXI, p. 361, 1887.

mastic formé de cire et de colophane. Il soude ensuite au bismuth deux groupes de deux fils de cuivre, dont les points d'attache constituent les sommets d'un losange. L'un des groupes de fils opposés est destiné à amener le courant d'environ 0,004 d'ampère dans la plaque. L'autre groupe est destiné à prendre la différence de potentiel que l'on mesure par le courant qu'elle produit dans un galvanomètre Deprez-d'Arsonval à faible résistance (4Ω) et muni de ressorts en fil de bronze phosphoreux.

Comme il n'est guère possible de souder ces dernières électrodes sur une même ligne équipotentielle du courant amené par les deux autres électrodes, on compense la différence de potentiel qui en résulte à l'aide d'une dérivation prise sur le circuit d'un élément Daniell fermé sur une grande résistance. Le champ magnétique est produit par un électro-aimant de Ruhmkorff, qui peut être actionné par un courant de 38 ampères, et dont les pôles sont constitués par des troncs de cône de 120° d'ouverture, ayant leurs petites bases en regard, disposition qui donne au champ magnétique la plus grande intensité [1]. La mesure du champ était effectuée par la variation de la résistance électrique d'une spirale de bismuth fondu dans un tube de verre.

Ces divers perfectionnements permettent une grande sensibilité dans l'étude du phénomène de Hall, que l'on peut mettre en évidence, même dans une expérience de cours soit avec des courants continus, soit avec des courants alternatifs dans l'électro-aimant. On peut vérifier que la grandeur du phénomène varie avec l'inclinaison de la lame par rapport à la direction du champ : elle est nulle lorsque la plaque de bismuth est parallèle aux lignes de force : elle est maximum lorsqu'elle est perpendiculaire. D'où une étude possible du champ magnétique terrestre.

Une particularité est à signaler. Le galvanomètre étant au zéro, on excite l'électro-aimant et on obtient une déviation galvanométrique. Si on renverse le sens du courant dans l'électro-aimant, la déviation n'est pas égale dans le sens opposé au déplacement initial de l'image galvanométrique. Ce résultat, signalé par Hall [2], tient à l'augmentation de la résistance électrique de la plaque de bismuth

---

[1] H. du Bois, *Magnetische Kreise, deren Theorie und Anwendung*, 1894, p. 287 et 288.

[2] Hall, *Journal de physique*, 2e série, t. VIII, p. 239, 1889.

sous l'action du champ magnétique et de la température ; ces variations sont ici assez considérables à cause de la faible épaisseur de la lame utilisée. Le zéro du galvanomètre s'est en effet déplacé et sa position n'est autre que le milieu des deux positions extrêmes qui correspondent aux deux directions du courant dans l'électro-aimant.

Enfin, M. Van Aubel a repris les expériences de Kundt, en préparant les plaques de bismuth par l'électrolyse du tartrate double de bismuth et de potassium Si le phénomène de Hall existe dans les lames ainsi préparées, il a une intensité extrêmement faible. Cela tient peut-être au carbone que contient le bismuth ainsi préparé. Ce résultat est à rapprocher de celui signalé par M. Leduc qui, ayant utilisé le bismuth préparé par l'électrolyse du citrate de bismuth ammoniacal a obtenu un phénomène de 20 à 22 fois plus faible que celui constaté avec le bismuth provenant du nitrate acide.

CH.-A. GUYE et A.-P. DO AMARAL. — **Recherches sur le pouvoir rotatoire de quelques dérivés amyliques à l'état liquide et à l'état de vapeur, t. XXXIII, p. 409.**

On a fait bien peu de mesures sur le pouvoir rotatoire des vapeurs actives. M. Gernez [1] a opéré sur le camphre, l'essence de térébenthine et quelques autres corps. Il a montré que le pouvoir rotatoire spécifique d'une vapeur change avec la température, mais conserve, pour une même température, à peu près la même valeur à l'état liquide et à l'état de vapeur.

La disposition expérimentale employée par MM. Guye et do Amaral diffère de celle de M. Gernez, en ce que, au lieu de chauffer directement le tube par une rampe de gaz (ce qui lui donne, à cause de l'inégale dilatation de ses différentes parties, la forme d'un arc tournant sa concavité vers le haut), on employait un bain de valvoline, préalablement fondue dans une chaudière et qu'on conduisait dans le manchon par la marche d'une hélice, destinée à favoriser le mouvement de thermosiphon qui doit s'établir dans l'appareil. Le tube rempli de vapeur active, chauffée à une température voisine de 200°, avait une longueur de 3 mètres ; la précision des lectures polarimétriques atteignait $\frac{2}{100}$ de degré.

Les valeurs du pouvoir rotatoire spécifique des différents corps

(1) GERNEZ, *Annales de l'Ecole normale*, t. I.

étudiés, calculées d'après la formule

$$\left[\alpha\right]_D = \frac{\alpha}{l\delta},$$

où $\alpha$ représente la rotation totale, $l$ la longueur du tube, et $\delta$ la densité absolue de la vapeur ou du liquide, sont les suivantes :

| | $[\alpha]$ à l'état de vapeur | $[\alpha]$ à l'état liquide |
|---|---|---|
| Aldéhyde valérique........ | de + 7,1 à + 6,4 | + 14,6 |
| Acétate d'amyle............ | + 2,6 à + 3,2 | + 28 |
| Valérate de méthyle........ | + 14,3 à + 14,5 | + 16,4 |
| Chloracétate d'amyle ...... | + 1,9 à + 1,6 | + 3,1 |
| Diamyle.................... | + 10,7 à + 10,9 | + 11,1 |
| Amylamine.................. | — 2,1 à — 2,2 | — 1,8 |
| Diamylamine................ | + 5,3 à + 5,9 | + 6,3 |
| Bromure d'amyle............ | + 1,9 | + 2,8 |
| Iodure d'amyle............. | + 3.9 à + 4,1 | + 5,6 |
| Alcool amylique............ | — 5,8 à — 6,5 | — 5,1 |
| Acide valérique............ | + 10,7 à + 10,9 | + 13,5 |

Tous ces corps, sauf les deux derniers, peuvent être considérés comme à molécules non polymérisées, d'après les travaux de MM. Ramsay et Shields; les deux derniers présentent, au contraire, à l'état liquide, la polymérisation moléculaire.

La différence assez considérable que présentent les valeurs de $[\alpha]$ pour l'aldéhyde valérique à l'état liquide et à l'état de vapeur peut s'expliquer par une altération de ce corps sous l'influence de la température; il se racémise en effet déjà lorsqu'on le chauffe pendant quelques heures à 150°.

Conformément aux résultats de M. Gernez, les corps non polymérisés et à pouvoir rotatoire assez considérable, tels que le valérate de méthyle, le diamyle, possèdent un pouvoir rotatoire du même ordre de grandeur à l'état liquide et à l'état de vapeur.

Enfin, il y a lieu de remarquer que, à l'inverse de ce qui se passe avec les liquides non polymérisés, la rotation spécifique de l'alcool amylique vapeur est numériquement plus forte que celle relative à l'alcool amylique liquide: la différence variant entre 0,7 et 1,4 est certainement plus forte que les erreurs expérimentales. Il semble que la polymérisation des molécules liquides influe sur la valeur du pouvoir rotatoire.

**J.-A. PERROT et F. DUSSAUD. — Sur la réfraction du son : recherches expérimentales, t. XXXIV, p. 57.**

L'étude du phénomène de la réfraction du son a été entreprise par bon nombre d'expérimentateurs, par Colladon [1], par Sondhaus [2], par Hajech [3], par M. Neyreneuf [4] qui a repris les travaux d'Hajech, puis a établi des lentilles biconcaves, sortes de tambours dont les peaux étaient des feuilles de caoutchouc. M. Neyreneuf a constaté l'existence d'un foyer lorsque les deux feuilles étaient en contact. M. Hesehus [5] a étudié la propagation du son dans les corps poreux, et ses principales conclusions sont les suivantes : 1° une augmentation de densité du milieu poreux amène une diminution de vitesse; 2° plus le son est élevé plus la vitesse est grande pour une même densité du milieu poreux.

Les auteurs ont essayé la vérification des conséquences tirées en optique géométrique de la formule des dioptries :

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{n-1}{R}.$$

Ils ont étudié la réfraction du son émis par une sonnerie électrique, noyée dans l'eau, contenue dans un tonneau dressé, à travers une membrane de caoutchouc, garnissant la partie supérieure. Pour tendre la membrane et la rendre convexe vers l'intérieur du tonneau, on remplissait ce dernier avec de l'eau; puis, tout étant hermétiquement fermé, on retirait une portion du liquide à l'aide d'une pompe aspirante. La courbure n'était cependant pas tout à fait sphérique; le rayon allait en croissant de la périphérie vers le milieu. C'est pour cela que MM. Perrot et Dussaud n'ont pu constater l'existence de foyers conjugués bien nets, correspondants aux différentes positions du timbre électrique. Les observations étaient faites au moyen d'un

---

(1) COLLADON, *Ann. de chimie et de phys.*, t. XXXVI, 1827, p. 243 et 256.

(2) *Pogg. Ann.*, LXXXV, 1852, p. 378 et *Ann. de ch. et de ph.*, 3e série, t. XXV, p. 505.

(3) *Ann. de ch. et de ph.*, 3e série, t. LIV, p. 438, 1858.

(4) *Mémoires de l'Académie nationale des sciences, belles-lettres et arts de Caen*, 1894.

(5) *Exner's Repertorium*, Bd. XXVII, p. 471-495.

cornet acoustique, à l'aide duquel on observait l'existence d'une tranche d'air dans laquelle l'augmentation du son se manifestait plus brusquement que dans toute autre au moment où on coupait l'axe.

G.-A. BOREL. — Recherches sur la réfraction et la dispersion des radiations ultra-violettes dans quelques substances cristallisées, t. XXXIV, p. 134 et 230.

L'auteur a déterminé les indices d'un certain nombre de substances pour les radiations ultra-violettes. Il a repris les mesures déjà faites sur le sel gemme, le chlorate de soude et a fait des déterminations nouvelles sur les aluns de potasse et d'ammonium.

Enfin, il a déterminé les trois indices principaux du sulfate de baryte, dans l'ultra-violet et dans le spectre visible. Voici les indices principaux du sulfate de baryte pour la lumière jaune à la température de 20° :

| $\alpha$ | $\beta$ | $\gamma$ |
|---|---|---|
| 1,43236 | 1,45534 | 1,46053 |

CH. MARGOT. — Cuivrage galvanique de l'aluminium, t. XXXIV, p. 563.

Un dépôt adhérent de cuivre sur l'aluminium doit en permettre la dorure, l'argenture et la nickelure, et ajouter ainsi aux propriétés bien connues et appréciées de ce corps les avantages d'un recouvrement presque inaltérable à l'air et d'aspect engageant. M. Ch. Margot recommande les manipulations suivantes pour arriver à ce résultat :

1° Décaper le corps au moyen d'un carbonate alcalin pour rendre la surface de l'aluminium striée et poreuse : ce qui facilite l'adhérence du métal déposé ;

2° Laver à l'eau courante en brossant le métal, puis plonger pendant quelques instants dans une solution d'acide chlorhydrique au 1/20 environ. L'attaque du métal a lieu avec formation de chlorure d'aluminium, qui évite l'oxydation ;

3° Laver à l'eau pendant un temps très court, afin de débarrasser les pores du métal de l'excès de chlore ;

4° Comme il reste assez de chlore, l'aluminium plongé dans une solution peu concentrée et légèrement acide de sulfate de cuivre se recouvre d'un dépôt consistant de cuivre, et il y a en même temps un abondant dégagement de gaz ;

5° Le lavage à grande eau qu'on fait ensuite chasse l'excès de chlore;

6° Le corps est enfin plongé dans le bain galvanique à sulfate de cuivre, jusqu'à obtenir un dépôt d'épaisseur suffisante. Le dégagement gazeux n'a plus lieu si tout le chlore ou chlorure d'aluminium ont été éliminés dans le dernier lavage.

Les mêmes opérations permettent le cuivrage de l'aluminium cuivreux (6 0/0 de cuivre), sauf que le décapage du début par les carbonates alcalins, est remplacé par l'immersion de l'alliage dans une solution chaude et diluée d'acide nitrique. On obtient après cela une surface mate, très belle, susceptible de recevoir un dépôt adhérent de cuivre.

R. Dongier.

P. BLASERNA. — Sulla teoria cinetica dei gaz (Sur la théorie cinétique des gaz); *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, 5e série, t. IV; avril 1895.

Des études de M. Amagat sur la compressibilité de l'acide carbonique, il résulte : 1° que les isothermes construites en prenant $p$ pour abscisse et $pv$ pour ordonnée présentent un minimum; 2° et que, si l'on réunit tous ces minimums par une ligne, celle-ci présente à peu près la forme d'une parabole.

M. Blaserna établit que l'équation de Van der Waals:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \mathrm{RT}$$

permet de prévoir l'existence du minimum de $pv$, et que la courbe du minimum est alors rigoureusement une parabole.

E. Bouty.

P. BLASERNA. — Sul problema ottico degli anfiteatri (Sur le problème optique des amphithéâtres); *Rendiconti della R. Accademia dei Lincei*, 5e série, t. IV; avril 1895.

C'est à tort que, dans les anciens amphithéâtres, les sièges étaient disposés suivant un plan incliné. La condition que le rayon visuel de chaque spectateur passe par un point fixe en rasant la tête du spectateur placé immédiatement au-dessous de lui détermine une courbe transcendante dont une expression approchée est :

$$y = bx + \frac{a}{d}\, x \log x.$$

*d* est la distance horizontale de deux gradins consécutifs ; *a* et *b* sont deux constantes à déterminer empiriquement.

L'expression rigoureuse de la courbe dépend des fonctions Γ.

E. BOUTY.

PILTCHIKOFF. — Sur l'émission des rayons de Röntgen par un tube contenant une matière fluorescente; *C. R.*, t. CXXII, p. 471; 24 février 1896.

L'auteur a cherché à réduire la durée de pose par l'emploi de tubes contenant des substances fluorescentes. Une petite machine de Voss et un tube de Puluj remplacent la bobine avec le tube de Crookes ordinaire. En employant une bobine, puis un tube de Tesla, on fait descendre la durée de pose à quelques minutes, puis à trente secondes (1).

R.

A. BUGUET et A. GASCARD. — Sur l'action des rayons X sur le diamant : *C. R.*, t. CXXII, p. 457 ; 24 février 1896.

Les diamants vrais sont beaucoup plus transparents pour les rayons de Röntgen que ne le sont les diamants faux. Les auteurs proposent l'application pratique de cette observation à la distinction des pierres précieuses vraies et imitées.

R.

---

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

### Philosophical Magazine.

5e série, t. XLI, février 1896.

CARL BARUS. — *Sur l'anémomètre à vibration*, p. 81.

EDGEWORTH. — *La courbe de probabilité dissymétrique*, p. 90.

RUCKER. — *Sur l'existence de courants électriques verticaux telluro-atmosphériques dans le Royaume-Uni*, p. 99.

JOHN ELY MOORE. — *Enregistreur des courbes d'aimantation d'un courant continu ou alternatif*, p. 106.

WOOD. — *Sur le degré de dissociation de quelques électrolytes à 0°*, p. 117.

WOOD. — *Durée de l'éclair dans l'explosion du mélange d'hydrogène et d'oxygène*, p. 120.

WADEWORTH. — *Un cathélomètre simple et très précis*, p. 123.

DAVISON. — *Déformation de la terre par suite du refroidissement séculaire*, p. 133.

(1) M. Meslin annonce, de son côté, qu'il a obtenu des clichés en quatre secondes en se bornant à surveiller attentivement la marche de la bobine (*Ibid.*, p. 459). R.

EXPOSITION ANNUELLE

DE LA

# SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

---

L'Exposition annuelle de la *Société française de Physique* aura lieu le mardi 7 et le mercredi 8 avril, au siège ordinaire de la Société, 44, rue de Rennes, à 8 heures du soir.

Les salles d'exposition resteront ouvertes aux membres de la Société, durant toute la journée du mercredi 8 avril, pendant laquelle des conférences seront faites ou des explications données par les auteurs devant leurs appareils.

---

*Les personnes qui auraient à présenter quelques expériences intéressantes ou des appareils nouveaux sont priées de vouloir bien en donner avis, le plus tôt possible, à M. PELLAT, Secrétaire général, 3, avenue de l'Observatoire, Paris.*

## TABLE DES MATIÈRES.

### AVRIL 1896.



Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

*Le Gérant :* J. Deslis

# JOURNAL

# DE PHYSIQUE

## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

---

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — MAI 1896.**

---

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-quatre premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, 1895, se vendent séparément........................................ 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

*Prix pour un an* (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale.............. 15 fr.
Autres pays.............................................. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. CH. BRISSE, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. BOUTY, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. BRISSE, rue Vauquelin, 18.

---



(*Voir la suite page 3.*)

## SUR UNE NOUVELLE ESPÈCE DE RAYONS (1)

(*Suite*)

Par M. RONTGEN.

Obligé d'interrompre mes travaux pendant quelques semaines, je me permets de communiquer déjà quelques résultats nouveaux.

18. Au moment de ma première publication, je savais que les rayons X possèdent la propriété de décharger les corps électrisés, et je suppose que c'est aux rayons X et non aux rayons cathodiques, qui, dans les expériences de Lenard, traversaient sans modification la fenêtre d'aluminium de son appareil, qu'il faut attribuer l'action sur les corps électrisés éloignés qu'a observé ce savant. J'ai attendu, pour publier mes recherches, d'être en état de communiquer des résultats indiscutables.

Ces résultats ne s'obtiennent que quand on effectue les observations dans une région mise absolument à l'abri, non seulement des champs électrostatiques émanant du tube à vide, des fils conducteurs, de la bobine d'induction, mais aussi de l'air qui vient du voisinage de l'appareil de décharge.

Pour réaliser ces conditions, j'ai fait construire, avec des lames de zinc soudées entre elles, une chambre de dimensions suffisantes pour contenir ma personne et les appareils nécessaires et fermée hermétiquement, sauf une ouverture close par une porte de zinc. La paroi opposée à la porte est couverte de plomb sur une grande partie de sa surface; en un point voisin du lieu où se trouvait, à l'extérieur, la bobine d'induction, la paroi de zinc a été enlevée sur une longueur de 4 centimètres, avec la lame de plomb qui la recouvrait, et l'ouverture a été de nouveau fermée hermétiquement par une lame d'aluminium mince. Les rayons X peuvent pénétrer par cette fenêtre à l'intérieur de la chambre d'observation.

Voici maintenant ce que j'ai constaté :

*a*) Des corps électrisés, positifs ou négatifs, conservés dans l'air, se déchargent quand on les expose aux rayons X, et cela d'autant plus rapidement que les rayons sont plus intenses. L'intensité des rayons était estimée d'après leur action sur un écran fluorescent ou sur une plaque photographique.

---

(1) Traduit par M. Raveau des *Sitzungsberichte der Würzbuger physik. medic. Gesell*, mars, 1896. Voir, p. 101 de ce volume, la première partie du mémoire.

En général, il est indifférent que les corps électrisés soient isolants ou conducteurs. Jusqu'ici je n'ai, d'ailleurs, observé aucune différence spécifique entre les façons dont se comportent les différents corps au point de vue de la rapidité de la décharge : le signe de l'électricité ne semble pas non plus avoir d'influence. Toutefois, il n'est pas certain que de petites différences n'existent pas ;

*b*) Quand un conducteur électrisé est plongé, non plus dans l'air, mais dans un isolant solide, par exemple la paraffine, l'action des rayons est la même que celle d'une flamme mise à la terre qui lècherait la couche isolante ;

*c*) Si la couche isolante est recouverte d'un conducteur qui l'enferme étroitement et qui soit mis à la terre, les rayons X n'exercent aucune action que j'aie pu déceler avec les moyens dont je disposais, même quand le conducteur et l'isolant sont pris sous des épaisseurs telles qu'ils seraient transparents aux rayons ;

*d*) Les observations rapportées ci-dessus, *a*, *b*, *c*, indiquent que l'air qui a été exposé aux rayons Röntgen a acquis la propriété de décharger les corps avec lesquels il vient en contact ;

*e*) S'il en est bien ainsi et si, en outre, l'air conserve encore cette propriété quelque temps après son exposition aux rayons X, il doit être possible de décharger des corps électrisés, qui n'ont pas été eux-mêmes atteints par les rayons, en amenant sur eux l'air qui a reçu le rayonnement.

On peut de plusieurs façons se convaincre que cette conséquence se vérifie. J'indiquerai une façon, qui n'est pas la plus simple, de disposer l'expérience. Je me servais d'un tube de laiton de 3 centimètres de large et de 45 centimètres de long ; à quelques centimètres d'une des extrémités, on avait enlevé une portion de la paroi, qu'on avait remplacée par une lame d'aluminium mince ; à l'autre extrémité, qui est fermée hermétiquement, est fixée une sphère de laiton portée par une tige métallique, isolée des parois du tube. Entre la sphère et l'extrémité fermée du tube est soudé un petit tube latéral relié à un aspirateur ; quand on aspire, la sphère de laiton se trouve plongée dans un courant d'air, qui, en suivant le tube, a passé devant la fenêtre d'aluminium. La distance de la fenêtre à la sphère est d'environ 20 centimètres.

Ce tube était disposé dans la chambre de zinc de telle façon que les rayons X pussent pénétrer, à travers la fenêtre d'aluminium, normalement à l'axe du tube ; la sphère isolée était en dehors de la

région traversée, dans l'ombre. Le tube et la chambre de zinc étaient en communication conductrice; la sphère était reliée à un électroscope de Hankel.

On constata qu'une charge, positive ou négative, communiquée à la sphère, n'est pas modifiée par les rayons X tant que l'air du tube reste en repos, mais que la charge commence à diminuer rapidement, dès qu'une aspiration énergique amène sur la sphère l'air exposé aux rayons. En mettant la sphère en relation avec des accumulateurs, de façon à la maintenir à un potentiel constant et en aspirant constamment par le tube l'air exposé au rayonnement, on voit se produire un courant électrique, comme si la sphère était mise en relation avec la paroi du tube par un corps mauvais conducteur.

*f*) Une question se pose : comment l'air peut-il perdre la propriété que lui ont communiqué les rayons X ? La perd-il avec le temps, de lui-même, c'est-à-dire sans venir au contact d'autres corps ? La réponse est encore douteuse. Par contre, il est certain qu'un contact de courte durée avec un corps de grande surface rend l'air inactif ; il n'est pas nécessaire que le corps soit électrisé. Par exemple, si l'on introduit dans le tube un tampon d'ouate suffisamment épais, à une profondeur telle que l'air exposé aux rayons doive le traverser avant d'atteindre la sphère électrisée, la charge de la sphère reste invariable pendant l'aspiration.

Si le tampon est en deçà de la fenêtre d'aluminium, le résultat est le même que s'il n'existait pas, preuve que ce ne sont pas les poussières qui occasionnent la décharge observée.

Des toiles métalliques agissent comme l'ouate; mais la toile doit être très fine, et il faut disposer l'une sur l'autre plusieurs toiles pour que l'air qui les a traversées devienne inactif. En reliant ces réseaux, non plus, comme nous l'avons supposé jusqu'ici, à la terre, mais à une source d'électricité de potentiel constant, l'expérience a toujours confirmé mes prévisions ; mais ces recherches ne sont pas encore achevées.

*g*) Quand on place les corps électrisés, non plus dans l'air, mais dans l'hydrogène sec, les rayons X les déchargent également. La décharge dans l'hydrogène m'a paru être un peu plus lente; toutefois, le fait reste encore incertain, à cause de la difficulté qu'il y a à obtenir des rayons de même intensité dans deux expériences successives.

La façon dont on a rempli l'appareil d'hydrogène permettait

d'affirmer que la couche d'air condensée primitivement à la surface des corps n'a pas joué de rôle essentiel dans la décharge ;

*h*) Dans un vide poussé assez loin, la décharge d'un corps directement atteint par les rayons X se produit beaucoup plus lentement — dans un cas, soixante-dix fois plus lentement — que dans la même enceinte remplie d'air ou d'hydrogène à la pression atmosphérique;

*i*) Des expériences sur l'action des rayons X sur un mélange de chlore et d'hydrogène sont en cours d'exécution ;

*j*) Enfin, je voudrais indiquer que les résultats d'expériences sur la décharge par les rayons X, dans lesquelles on n'a pas tenu compte de l'influence du gaz environnant, ne doivent être admis qu'avec circonspection.

19. Dans bien des cas, il est avantageux d'intercaler entre l'appareil à décharges producteur de rayons X et la bobine de Ruhmkorff un appareil Tesla (condensateur et transformateur). Cette disposition présente les avantages suivants: d'abord les appareils à décharge risquent moins de se percer et s'échauffent moins; ensuite le vide, au moins dans les appareils que j'ai préparés moi-même, se conservait plus longtemps et, enfin, beaucoup d'appareils donnent des rayons X plus intenses. Avec des appareils dans lesquels le vide n'est pas suffisant ou est trop fort pour qu'ils puissent fonctionner avec la bobine de Ruhmkorff seule, l'emploi du transformateur de Tesla rend de grands services.

Une question qui se pose immédiatement — et je me permets de la soulever, sans pouvoir, pour le moment, contribuer à y répondre — est de savoir si une décharge continue à potentiel constant peut donner naissance à des rayons X, ou si, au contraire, les oscillations du potentiel sont absolument nécessaires pour leur production.

20. Dans le § 13 de ma première publication, j'ai indiqué que les rayons X peuvent prendre naissance, non seulement sur le verre, mais encore sur l'aluminium. En poursuivant mes recherches dans cette voie, je n'ai trouvé aucun corps solide qui, exposé aux rayons cathodiques, ne pût donner naissance aux rayons X. Je n'ai rencontré non plus aucun fait qui pût me faire croire que les liquides et les gaz ne se comporteraient pas de la même façon.

Par contre, j'ai observé des différences dans le rendement en quantité des divers corps. Par exemple, si on fait tomber les rayons cathodiques sur une plaque dont une moitié est constituée par une lame de platine de $0^{mm},3$ d'épaisseur, et l'autre moitié, par une

lame d'aluminium de 1 millimètre d'épaisseur, on observe, en prenant une image photographique de cette plaque, à la chambre obscure, que la lame de platine envoie, par sa face exposée aux rayons cathodiques, beaucoup plus de rayons X que la lame d'aluminium du même côté. Sur l'autre face, au contraire, les rayons X n'ont, sur le platine, qu'une intensité pour ainsi dire nulle, tandis qu'il en part beaucoup de l'aluminium. Ces rayons ont, dans ce cas, pris naissance dans les couches antérieures de la lame d'aluminium et l'ont ensuite traversée.

On peut s'expliquer facilement ces résultats, mais il serait bon de continuer d'abord l'étude des propriétés des rayons X.

Il faut observer que les faits précédents ont une importance pratique. D'après les essais que j'ai effectués jusqu'ici, le platine est le corps qui produit les rayons X les plus intenses. Je me sers depuis plusieurs semaines avec grand avantage d'un tube à décharges dans lequel la cathode est un miroir concave, et l'anode, une lame de platine fixée au centre de courbure du miroir et inclinée de 45° sur son axe.

21. Les raxons X, dans ce tube, partent de l'anode. D'expériences faites sur des tubes de formes diverses, je puis conclure qu'il est indifférent, au point de vue de l'intensité des rayons X, que le point où ils prennent naissance soit ou non l'anode.

Pour exécuter spécialement des expériences avec les courants alternatifs du transformateur Tesla, on construit actuellement un tube à décharges dans lequel les deux électrodes sont des miroirs concaves d'aluminium dont les axes sont à angle droit; au centre de courbure commun est fixée une lame de platine exposée aux rayons de cathode. On rendra compte plus tard de la façon dont a fonctionné cet appareil (1).

---

## LES EXPÉRIENCES DE M. H. BECQUEREL SUR LES RADIATIONS INVISIBLES ÉMISES PAR LES CORPS PHOSPHORESCENTS ET PAR LES SELS D'URANIUM ;

Par M. G. SAGNAC.

Les problèmes soulevés par les propriétés si nouvelles des rayons X se sont élargis singulièrement ces deux derniers mois, depuis la découverte de nouvelles radiations invisibles susceptibles de traver-

(1) Terminé le 9 mars 1896 (note de l'auteur).

ser un grand nombre de substances opaques à la lumière visible et se distinguant dès à présent des rayons X au moins par leur propriété de se réfléchir et de se réfracter nettement.

M. Ch. Henry avait annoncé que le sulfure de zinc phosphorescent interposé sur le trajet de rayons émanés d'un tube de Crookes augmentait l'intensité des radiations traversant l'aluminium (1). D'autre part, M. G.-H. Niewenglowski avait reconnu que le sulfure de calcium phosphorescent du commerce émettait des radiations traversant les corps opaques.

M. Becquerel (2) a montré aussitôt que ce fait s'étend à divers corps phosphorescents et, en particulier, aux sels d'urane, dont la phosphorescence a une très courte durée. Avec une croûte mince et transparente de cristaux de sulfate double d'uranyle et de potassium, M. Becquerel a pu faire, en effet, l'expérience suivante :

On enveloppe une plaque photographique Lumière, au gélatino-bromure d'argent, avec deux feuilles de papier noir très épais, tel que la plaque ne se voile pas par une exposition au soleil, durant une journée. On pose sur la feuille de papier, à l'extérieur, une plaque de la substance phosphorescente, et l'on expose le tout au soleil, pendant plusieurs heures. Lorsqu'on développe ensuite la plaque photographique, on reconnaît que la silhouette de la substance phosphorescente apparaît en noir sur le cliché. La même expérience réussit encore, si l'on remplace le papier noir par une plaque d'aluminium. Si l'on dispose entre la substance phosphorescente et le papier une pièce de monnaie, ou un écran de cuivre percé d'un dessin à jour, on voit l'image de ces objets apparaîtrè sur le cliché.

On peut répéter les mêmes expériences en plaçant entre la substance phosphorescente et le papier une mince lame de verre, ce qui exclut la possibilité d'une action chimique due à des vapeurs qui pourraient émaner de la substance échauffée par les rayons solaires.

On peut donc dire que la substance phosphorescente employée émet des radiations qui traversent le papier opaque à la lumière, ou une plaque d'aluminium, et impressionnent les sels d'argent. On observe, d'ailleurs, les mêmes phénomènes quand les cristaux du sel d'uranium, au lieu de recevoir directement la lumière du soleil, sont

---

(1) M. Becquerel n'a pas réussi à reproduire cette expérience.

(2) H. Becquerel, Sur les radiations émises par phosphorescence. (*Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXII, p. 420.)

éclairés par les radiations solaires réfléchies sur le miroir métallique d'un héliostat, puis réfractées par un prisme et une lentille de quartz.

*Emission à l'obscurité.* — La phosphorescence du sulfate double d'uranyle et de potassium ne durant que 1/100e de seconde, on pouvait s'attendre à la nécessité d'illuminer constamment le sel d'urane pour l'exciter et lui faire émettre des radiations invisibles actives. Or, il n'en est rien, et *les mêmes lamelles cristallines, placées en regard de plaques photographiques, dans les mêmes conditions et au travers des mêmes écrans, mais à l'abri de l'excitation des radiations incidentes, et maintenues à l'obscurité, produisent encore les mêmes impressions photographiques* (1). Il a suffi, en effet, de laisser pendant cinq heures à l'obscurité, et enfermée dans un carton opaque, une plaque photographique sur la face sensible de laquelle était posée une lamelle du sel d'uranium, lamelle convexe touchant le gélatinobromure seulement en quelques points ; la plaque développée présentait en noir la silhouette de la lame cristalline, comme dans les expériences où le cristal était rendu phosphorescent par la lumière. L'action d'un autre cristal du sel d'urane, séparé de la surface du gélatinobromure par une mince lame de verre, a été seulement un peu affaiblie. Au travers d'une feuille d'aluminium, l'action a été considérablement plus faible, mais cependant très nette.

*Persistance de l'émission à l'obscurité.* — Le phénomène se produisant en dehors de la durée très courte de la phosphorescence visible, M. Becquerel a été conduit à cette hypothèse : les radiations invisibles actuelles, dont les effets ont une grande analogie avec les effets produits par les radiations étudiées par MM. Lenard et Röntgen, sont des *radiations invisibles émises par phosphorescence* et dont la durée de persistance est incomparablement plus grande que celle des radiations lumineuses émises par le même corps.

Cette hypothèse s'est trouvée confirmée par les expériences faites avec divers sels d'urane depuis longtemps à la lumière diffuse et depuis le commencement des expériences maintenus constamment à l'obscurité (2). A travers une lamelle de verre de $0^{mm},2$ d'épaisseur, après quarante-huit heures de pose, des actions à peu près équivalentes ont été fournies par divers composés de sesquioxyde d'uranium,

(1) H. Becquerel, Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents. (*Comptes Rendus*, t. CXXII, p. 501.)

(2) H. Becquerel, Sur quelques propriétés nouvelles des radiations invisibles émises par divers corps phosphorescents. (*Comptes Rendus*, t. CXXII, p. 562.)

# TABLE DES MATIÈRES.

---

## AVRIL 1896.



---

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

*Le Gérant*: J. Deslis.

# JOURNAL
# DE PHYSIQUE
## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — MAI 1896.**

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.


Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Brisse,** rue Vauquelin, 18, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Ch. Brisse, *Administrateur du Journal*, rue Vauquelin, n° 18, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

cinquante-six minutes. La décharge est plus rapide, si la substance rayonnante est placée à l'intérieur de la lanterne, au-dessous des feuilles d'or. Ainsi, une lamelle de sulfate uranico-potassique placée à l'extérieur, derrière la feuille d'aluminium, faisait disparaître en une heure quarante-huit minutes une divergence initiale de 12°. Placée à l'intérieur de la lanterne, à 3 centimètres au-dessous des feuilles d'or, elle a dissipé en vingt-cinq minutes ou vingt-trois minutes les charges respectivement négative ou positive correspondant à la même divergence de 12°. L'interposition d'une plaque d'aluminium de 2 millimètres d'épaisseur a relevé la durée de la décharge à la valeur d'une heure cinquante-deux minutes.

*Absorption par diverses substances* (1). — L'air absorbe un peu les radiations invisibles des sels d'uranium: des lamelles de sulfate double d'uranyle et de potassium, distantes de 0 à 3 millimètres de la plaque sensible, donnent, en effet, des silhouettes un peu plus intenses dans l'air raréfié que dans l'atmosphère.

On a comparé, sous une épaisseur commune de 2 millimètres, des lamelles de diverses substances ou des liquides enfermés dans des tubes plats en les disposant sur une même plaque photographique et les recouvrant de lamelles de sels d'urane.

L'eau est très transparente. La plupart des dissolutions, *même métalliques*, sont assez transparentes, de même la paraffine, la cire à modeler; le verre d'urane, un verre coloré en rouge ont été plus opaques; l'aluminium, sous cette épaisseur, est peu transparent; l'étain est plus opaque; un verre bleu au cobalt s'est montré plus opaque que les métaux précédents. Une autre épreuve a montré le soufre natif transparent, le spath assez peu et le quartz plus absorbant que le spath.

Les radiations émises par les sels d'urane traversent plus facilement que le rayonnement d'un tube de Crookes la plupart des corps et en particulier les métaux. Le cuivre ($0^{mm},1$ d'épaisseur) est très transparent; le platine ($0^{mm},08$) également, mais un peu moins que le cuivre; l'argent, le zinc laissent aussi passer ces radiations; le plomb ($0^{mm},36$) s'est comporté comme opaque.

Des *mesures relatives* de transparence ont pu être faites par la *méthode électroscopique* (2); pour des divergences des feuilles d'or ne

(1) H. Becquerel, *loc. cit.*, p. 692 et 763.
(2) H. Becquerel, *loc. cit.*, p. 689 et 764.

dépassant pas 30°, les variations angulaires pendant la décharge sont sensiblement proportionnelles au temps, de sorte que la vitesse du rapprochement des feuilles d'or (exprimée en secondes d'arc par seconde de temps) donne une idée des intensités relatives des radiations actives (1).

Le quartz absorbe les radiations des sels d'uranium moins que le rayonnement d'un tube de Crookes. L'interposition d'un quartz perpendiculaire à l'axe de 5 millimètres d'épaisseur réduit, en effet, dans le rapport 15,7 la vitesse de chute des feuilles d'or (primitivement de 2571,4), dans le cas d'un tube de Crookes agissant à travers la paroi d'aluminium ($0^{mm},1$ d'épaisseur) de l'électroscope ; et le quartz réduit seulement dans le rapport 4,15, près de quatre fois moins grand, la vitesse de chute (primitivement de 22,5), dans le cas d'une lamelle de sulfate double d'uranyle et de potassium placée dans l'électroscope à 2 centimètres au-dessous des feuilles d'or.

Le rayonnement d'un sel d'urane décharge l'électroscope, non seulement à travers des écrans d'aluminium, mais à travers des écrans métalliques qui arrêteraient l'action d'un tube de Crookes : écrans de platine, écrans de cuivre d'épaisseur atteignant $1^{mm},4$. Le cuivre et l'aluminium ont à peu près la même transparence sous la même épaisseur ; le platine absorbe un peu davantage.

L'absorption d'écrans métalliques de cuivre et aluminium ou de platine et aluminium superposés est reconnue moindre que la somme des effets dus à chacun d'eux, comme dans les expériences de thermochrose de Melloni, et comme cela a été constaté pour le rayonnement anti-cathodique par MM. Hurmuzescu et Benoist. *Les radiations émises par la lamelle du sel d'urane ne sont donc pas homogènes.*

*Réflexion et réfraction.* — La réflexion des radiations invisibles actuelles a été d'abord mise ainsi en évidence (2) : Sur la gélatine d'une plaque Lumière on a déposé une lamelle de sulfate uranico-potassique, dont une moitié a été recouverte par un miroir d'acier tournant sa face polie vers la lamelle et la plaque. L'image très forte, obtenue avec cinquante-cinq heures de pose, a montré des bords

---

(1) C'est par cette méthode que M. Becquerel a pu mettre en évidence la faible différence entre l'émission d'un sel d'urane maintenu depuis *onze jours* à l'obscurité (vitesse de décharge : 20,69) et l'émission du même sel préalablement excité par la lumière du magnésium (vitesse de décharge : 23,08). Il a aussi constaté que l'émission est affaiblie cinq heures après l'excitation lumineuse et qu'elle ne paraît plus diminuer ensuite.

(2) H. Becquerel, *loc. cit.*, p. 561.

assez nets correspondant à la partie non recouverte de la lamelle et, pour la moitié recouverte par le miroir, une silhouette beaucoup plus diffuse, comme si une seconde lame, image de la partie couverte, plus éloignée de la gélatine, avait superposé son action à la première.

M. Becquerel a employé alors un miroir hémisphérique creusé dans un petit bloc d'étain. Il a assujetti dans le plan focal du miroir une lamelle cristalline dont l'extrémité, de forme triangulaire, occupait un secteur de la base de la calotte sphérique polie et il a disposé le tout sur une plaque Lumière, la concavité du miroir tournée vers la plaque. Au bout de quarante-six heures, le développement de la plaque a montré la silhouette de la lamelle avec sa partie triangulaire entourée d'un cercle obscur où l'on reconnaît la trace d'un défaut du miroir qui, en un point, n'avait pu recevoir de poli. Cette auréole, à contour assez net, est donc due à des radiations qui, après avoir été réfléchies sur le miroir sphérique, ont été renvoyées sur la plaque dans des directions à peu près parallèles.

M. Becquerel a observé la *réfraction* donnée par un prisme (1). Sur une plaque photographique, on applique par une face un prisme de crown, sur l'autre face duquel on fixe, à quelques millimètres de l'arête, et parallèlement à celle-ci, un petit tube de verre très mince (de 1 millimètre environ de diamètre), rempli de nitrate d'urane cristallisé et formant une source linéaire de radiations invisibles. La plaque, développée au bout de trois jours, a montré sous la base du prisme une impression diffuse, séparée de la trace de l'arête du prisme par une ligne blanche, dont la largeur indique que le prisme a produit un déplacement de l'ordre de grandeur du déplacement obtenu dans les mêmes conditions pour la lumière. La diminution considérable de l'intensité lumineuse qui se produit dès que les sources s'éloignent un peu de la plaque photographique n'a pas permis jusqu'ici de faire des mesures d'indice de réfraction.

M. Becquerel a incidemment observé des phénomènes de réfraction et de réflexion totale (2) dans les expériences déjà signalées d'émission par le sulfure de calcium, lumineux en bleu, et par le sulfure bleu verdâtre. Les deux sulfures en poudre occupaient plusieurs millimètres de hauteur dans des tubes de verre qui reposaient perpendi-

(1) H. Becquerel, *loc. cit.*, p. 693.
(2) H. Becquerel, *loc. cit.*, p. 564.

culairement sur la plaque d'aluminium couvrant la plaque photographique par une mince lame de verre de $0^{mm},2$ d'épaisseur sur laquelle ils étaient scellés à la paraffine. Le rayonnement de la surface latérale a donné de larges taches noires, excessivement fortes, au milieu desquelles on pouvait distinguer en clair l'image de la section du tube de verre, et surtout les bords très nets des lamelles de verre. Ces bords, noirs à l'intérieur, puis entourés d'une ligne absolument blanche, montrent que les radiations obliques ont pénétré dans la lame de verre, y ont été réfractées et réfléchies totalement à la surface de séparation du verre et de l'air. Les radiations des deux tubes à sulfure de calcium ont atteint dans l'expérience un tube voisin renfermant du sulfure de strontium, inactif comme on l'a vu, et ont fait apparaître avec les mêmes caractères une partie de ce tube et la lamelle qui le supportait.

De même, un cristal de nitrate d'urane enfermé dans un tube de verre, qui le protégeait de l'humidité, a donné sur le cliché, autour de la silhouette noire de sa base, une plage légèrement obscure limitée au contour du tube de verre. C'est un effet de réflexion totale des radiations qui, émises obliquement par les faces verticales du cristal, épais de plusieurs millimètres, sont arrêtées par le tube, réfractées et réfléchies totalement à son intérieur comme les rayons lumineux dans une veine liquide.

*Nature des radiations invisibles des sels d'uranium.* — La réflexion et la réfraction très sensibles ne paraissent pas être les seuls caractères très importants qui distinguent le rayonnement invisible des sels d'uranium des rayons de M. Röntgen :

Dans ses expériences, que M. Becquerel reprend en ce moment (1), le système de deux tourmalines parallèles à l'axe, de $0^{mm},5$ d'épaisseur, superposées avec leurs axes croisés, s'est montré notablement plus opaque aux radiations des sels d'uranium que le système de deux tourmalines identiques aux deux premières, disposées sur la même plaque sensible, à côté du premier système, mais superposées avec leurs axes parallèles. Les deux systèmes présentent, au contraire, la même transparence aux rayons de M. Röntgen.

La deuxième expérience, négative, laisse ouverte la question de la nature des rayons de M. Röntgen. La première expérience prouverait que les rayons invisibles émis par les sels d'uranium sont

(1) H. Becquerel, *loc. cit.*, p. 762.

liés à un vecteur transversal et se polarisent par absorption. Ce seraient vraisemblablement des rayons lumineux qui se placeraient au-delà de l'ultra-violet jusqu'à présent connu.

---

## SUR UN PHOTOMÈTRE RELATIF AUX RAYONS X, PERMETTANT D'EXPLORER LE CHAMP DE CES RAYONS;

Par M. GEORGES MESLIN.

Les rayons X peuvent être obtenus par des procédés divers et il est intéressant de connaître dans chaque cas l'énergie de ces rayons : même en se servant du tube de Crookes, on peut avoir, suivant la forme du tube, des électrodes, suivant la pression du gaz et surtout suivant le mode où la fréquence des interruptions du courant, des résultats très différents, notamment sur la durée de la pose, quelquefois même des résultats contradictoires, comme j'aurai l'occasion de le montrer. Il importe donc que chaque expérimentateur puisse connaître le rendement de son appareil en rayons de Röntgen et comparer ce rendement à ceux qui sont obtenus dans d'autres laboratoires et mesurés à l'aide de la même unité ; il est également nécessaire que l'on puisse connaître l'énergie de ces radiations autour de la source, c'est-à-dire explorer le champ. — Dans ce but, j'ai construit une sorte de photomètre basé sur les considérations suivantes :

On amène à égalité d'éclat les deux moitiés d'une tache circulaire de platinocyanure de baryum dont l'une est rendue fluorescente par les rayons X et dont l'autre est rendue fluorescente par la lumière d'une source étalon (bougie, lampe à essence), lumière tamisée au moyen d'un verre convenable pour laisser passer les rayons qui donnent au platinocyanure la même teinte que les rayons X. Les expériences suivantes montrent que ce résultat est possible. J'ai constaté en effet que le platinocyanure de baryum donne sous l'influence des radiations de Röntgen une fluorescence qui présente son maximum un peu plus loin que les raies *b* du magnésium aux environs de $0^{\mu},500$.

De plus, en déplaçant ce même corps dans un spectre convenablement étalé, et en analysant la lumière émise, j'ai constaté qu'il présentait dans la même région la fluorescence la plus énergique, lorsqu'il était éclairé par les radiations situées entre F et G aux environs de $0^{\mu},460$.

Il faut donc, pour pouvoir comparer les deux parties de la tache, envoyer d'un côté la lumière qui aura traversé une lame ne laissant passer que les radiations voisines de celles-ci, c'est ce qu'on peut obtenir avec un verre bleu violet ou une lame de gélatine convenablement colorée.

Enfin, pour faciliter la comparaison, il faut que le cercle fluorescent se détache des deux côtés sur un fond de même teinte ; or, ce fond est obscur pour l'une des moitiés (côté des rayons X) ; il est donc utile de placer ce cercle sur un drap noir.

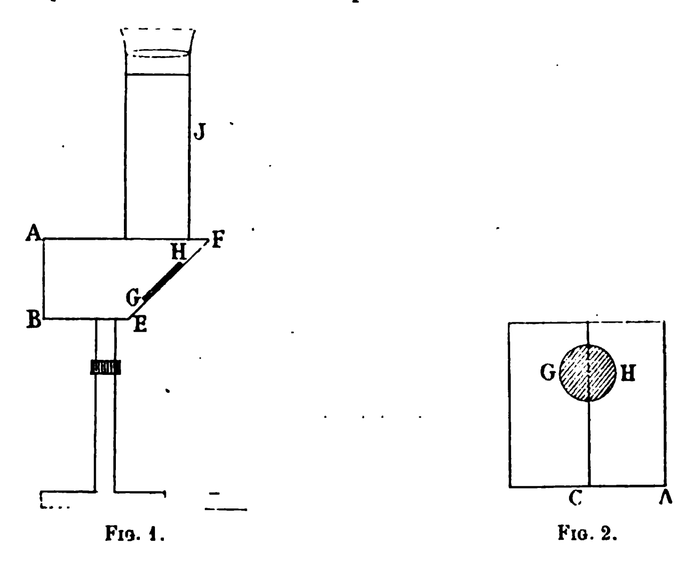


Fig. 1. Fig. 2.

L'appareil se compose d'une petite boîte ayant la forme d'un prisme à arêtes horizontales, dont la section est un trapèze ABEF (*fig.* 1). Le côté oblique EF, incliné à 45° est recouvert d'un drap noir sur lequel est posée la tache GH de platinocyanure appuyée et maintenue en place par une cloison métallique verticale ABEF perpendiculaire aux arêtes; cette cloison divise la boîte en deux compartiments, et la tache GH (*fig.* 2) en deux moitiés dont chacune se trouve dans un des compartiments. La paroi verticale AB est formée par deux fenêtres; dont l'une reçoit les radiations X et l'autre les rayons lumineux; leur mélange est empêché par la cloison métallique; pour enlever toute trace de radiation diffusée d'un côté ou de l'autre antérieurement à l'appareil, il est bon de recouvrir l'une des fenêtres d'un carton mince, transparent pour les rayons X et pratiquement

opaque pour la lumière employée; de même, on mettra sur l'autre fenêtre le verre violet qui, tout en laissant passer les rayons lumineux convenables, arrêtera les rayons X détournés de ce côté, s'il y en a.

La paroi horizontale supérieure AF est percée d'un trou au-dessus de la tache fluorescente : sur ce trou est adapté un tube au bout duquel on mettra l'œil pour voir le cercle de platinocyanure, dont l'une des moitiés doit rester parfaitement obscure, alternativement à droite et à gauche, lorsqu'on fait agir soit le tube de Crookes soit la bougie seulement : en les mettant simultanément en action on pourra amener les deux moitiés à l'égalité en déplaçant la bougie, ou mieux, en se servant d'une lampe à essence dont il est commode de faire varier l'intensité. Il suffira de « repérer » la lampe et le verre violet pour exprimer d'une façon précise, par exemple en carcels-mètres, la valeur de l'*éclairement* X au point étudié.

A titre d'exemple, j'indiquerai que j'ai vérifié la loi du carré des distances en constatant la proportionnalité directe entre les distances, à l'écran, de la bougie et de la partie active limitée du tube de Crookes :

| | millim. | millim. | quotient |
|---|---|---|---|
| Distance de la source lumineuse. . | 350 | 410 | 0,853 |
| Distance de la source X. . . . . . . | 54 | 53 | 0,857 |

Enfin, on pourra, devant le carton qui obture l'une des fenêtres, intercaler d'autres substances, soit pour étudier l'absorption, soit pour séparer les radiations de Röntgen et analyser ce qui correspond à chacune d'elles, si elles sont multiples.

---

## LES COURANTS POLYPHASÉS ET LES CHAMPS TOURNANTS (¹)

Par M. Ch. MAURAIN.

Le but de cet article est d'exposer, aussi brièvement que possible, les modes de production, les principales propriétés et les applications pratiques des courants polyphasés.

*Causes de l'emploi des courants polyphasés.* — Les courants continus ont d'abord été employés dans l'industrie, bien que leur production exige des redresseurs plus ou moins compliqués, les courants

(¹) Extrait d'un article paru dans *l'Éclairage Électrique* du 11 janvier 1896.

alternatifs étant ceux qui sont fournis le plus naturellement par les machines. Ces derniers avaient le désavantage de ne pouvoir être emmagasinés, ni appliqués à l'électrochimie, mais surtout de conduire à des moteurs fonctionnant moins bien que les moteurs à courants continus. Par contre, ils pouvaient être facilement transformés, au moyen d'appareils très simples n'exigeant presque aucun entretien, et cette propriété permettait de transporter la puissance électrique plus commodément et à bien meilleur compte qu'avec les courants continus. Le principal problème à résoudre pour que leur emploi devînt véritablement pratique était donc de trouver un bon moteur à courants alternatifs : les courants polyphasés ont fourni une solution de ce problème, et c'est ce qui explique leur rapide essor.

*Propriétés des courants polyphasés. Champs tournants.* — Supposons deux champs magnétiques dirigés respectivement suivant les

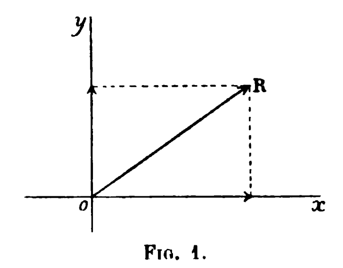



Fig. 1.

droites rectangulaires $Ox$ et $Oy$ (*fig.* 1) et dont les intensités sont représentées en fonction du temps par :

$$x = a \cos \omega t,$$
$$y = a \sin \omega t.$$

Le champ résultant OR sera représenté par un vecteur de grandeur constante, tournant autour du point O avec une vitesse angulaire $\omega$, et constituera ce qu'on appelle un *champ tournant* circulaire. On peut réaliser ce cas, par exemple, avec deux bobines identiques, placées à angle droit, et parcourues par des courants sinusoïdaux de même période, de même amplitude, et ayant entre eux une différence de phase de $\frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire par deux *courants diphasés*.

Si on imagine trois bobines faisant entre elles des angles de $\frac{2\pi}{3}$,

et parcourues par des courants ayant entre eux des différences de phase égales à $\frac{2\pi}{3}$, c'est-à-dire par des *courants triphasés*, on aura à composer trois champs d'intensités $a \cos \omega t$, $a \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right)$ et $a. \cos \left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right)$. Les composantes du champ résultant seront :

$$X = a. \cos \omega t. \cos \varphi + a \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) \cos \left(\varphi - \frac{2\pi}{3}\right) + a \cos \left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) \cos \left(\varphi = \frac{4\pi}{3}\right) = \frac{3a}{2} \cos (\omega t - \varphi)$$

et

$$Y = \frac{3a}{2} \sin (\omega t - \varphi) ;$$

on obtiendra donc encore un champ tournant.

On peut arriver au même résultat d'une infinité de manières, en composant les champs produits par le passage de *courants polyphasés* dans des bobines équidistantes faisant entre elles des angles égaux à la différence de phase des courants. Remarquons que dans chaque cas les courants employés peuvent être produits par la rotation dans un champ uniforme d'un système de bobines identique à celui dans lequel on veut les envoyer.

Dans ce qui précède, nous avons supposé égaux les coefficients d'amplitude des champs composants ; si cette condition n'est pas réalisée, on obtiendra encore un champ tournant, mais dont l'intensité ne sera plus constante.

Un aimant placé dans un champ tournant suivra son mouvement; un cadre conducteur fermé sur lui-même tendra à se placer dans une position telle que le flux qui le traverse soit minimum à chaque instant, et sera ainsi également mis en mouvement : tel est le principe des moteurs à champ tournant.

*Production des courants polyphasés.* — Le problème revient en somme à produire un champ tournant dans une machine qui doit fonctionner comme moteur ; il peut être résolu de deux façons :

1° Produire directement les courants polyphasés, et les envoyer dans les organes convenablement disposés de la machine;

2° Envoyer simplement un courant alternatif, et, au moyen d'un dispositif particulier, l'utiliser de manière à produire sur place les

courants polyphasés et, par suite, le champ tournant dont on a besoin. Nous allons passer rapidement en revue quelques exemples de l'un et de l'autre cas.

I. *Production directe des courants polyphasés.* — *a.* Il suffit de modifier la disposition d'un induit fermé, comme celui de la machine Gramme, pour lui faire produire des courants polyphasés. Ainsi, en le divisant en $n$ parties égales qui se succèdent dans le champ de l'inducteur, on obtient des courants présentant des différences de phase de $\frac{2\pi}{n}$ ; on peut réunir chacune de ces parties de l'induit avec une bague placée sur l'axe, et recueillir les courants au moyen de balais frottant sur les bagues. La machine Dobrowolski à courants triphasés est fondée sur ce principe. Dans la machine Schuckert, on produit par un moyen analogue des courants biphasés.

*b.* On peut encore construire des alternateurs dans lesquels à un pôle correspondent plusieurs enroulements de l'induit : le pôle agit successivement sur chacun d'eux et y produit des courants ayant des différences de phases constantes. On réunit les enroulements possédant le même rang dans chaque ensemble. C'est le cas des machines Brown, des alternateurs d'Oerlikon, et de certaines dispositions de Tesla.

Remarquons de suite que, si on fait arriver les courants ainsi produits dans des réceptrices construites exactement comme les génératrices, elles prendront un mouvement inverse de celui de ces dernières et fontionneront comme moteurs : les moteurs sont ainsi semblables aux générateurs.

II. *Utilisation d'un courant alternatif.* — *a.* Le courant alternatif arrive dans le primaire d'un transformateur. Dans le secondaire se produit une force électromotrice décalée de $\frac{\pi}{2}$ sur le courant inducteur, et un courant décalé lui-même sur la force électromotrice qui lui donne naissance d'un angle variant de 0 à $\frac{\pi}{2}$ suivant la self-induction et la résistance du circuit. En choisissant une forte résistance et une faible self-induction, on peut rendre très petit ce deuxième décalage ; on aura donc deux courants dont la différence de phase diffère peu de $\frac{\pi}{2}$ ; on pourra les employer soit en les envoyant dans deux bobines à angle droit (Ferraris), soit en utilisant immédiate-

ment sur place les champs produits par les deux courants : le compteur Shallenberger pour courants alternatifs se compose de deux bobines, l'une dans laquelle circule le courant alternatif, l'autre à 45° de la premièee, et fermée sur elle-même, figurant l'induit. Un disque est mis en mouvement par le champ tournant elliptique ainsi produit.

*b*. On peut envoyer le courant alternatif dans deux dérivations, que l'on choisit de telle sorte que la différence de phase qui s'établit entre les courants dérivés soit voisine de $\frac{\pi}{2}$. On peut y arriver en donnant à l'une des dérivations une grande self-induction et une faible résistance, et à l'autre une grande résistance et une faible self-induction (Tesla), ou encore en intercalant un condensateur dans l'un des circuits (Hutin et Leblanc) ; on sait, en effet, qu'un condensateur joue dans un circuit parcouru par un courant alternatif un rôle contraire à celui de la self-induction et peut détruire l'effet de cette dernière.

*Moteurs à champ tournant* [1] : Ils sont constitués par un champ tournant agissant sur un secondaire : c'est de la nature de ce secondaire que dépend la manière de marcher du moteur. Nous allons donc chercher comment peut s'entretenir la marche d'un moteur à champ tournant avec les différentes formes du circuit secondaire, et nous en déduirons la distinction en moteurs synchrones et asynchrones, qui est celle qu'on emploie habituellement.

1. Supposons d'abord que le champ tournant agisse sur un aimant, ou, ce qui revient au même, sur une bobine parcourue par un courant continu.

Soit F le champ constant, tournant avec la vitesse angulaire $\omega$, et OA l'axe de l'aimant, tournant avec la vitesse $\omega'$ (*fig.* 2).

Le couple moteur à un moment donné est égal au produit du moment de l'aimant par l'intensité du champ et par le sinus de l'angle FOA.

On a :

$$C = FM . \sin [(\omega - \omega') t + \delta],$$

Le travail effectué par l'aimant pendant le temps $dt$ est égal à :

$$dW = C.\omega'.dt = FM\omega' \sin [(\omega - \omega') t + \delta].dt.$$

---

(1) Le mode de raisonnement employé ici est emprunté au cours professe par M. Mascart au collège de France.

On voit que, si $\omega'$ est différent de $\omega$, le couple moyen est nul, puisqu'il est représenté par une fonction sinusoïdale dont l'intégrale pendant une période est nulle, et le travail utile est également nul. Il faut donc, pour qu'un tel moteur puisse fournir du travail, qu'il soit lancé à une vitesse égale à celle du champ tournant : de là le nom de *moteurs synchrones* donné à cette catégorie de moteurs.

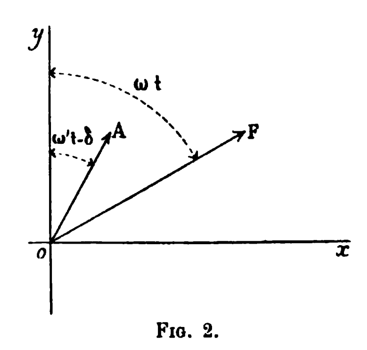



Fig. 2.

Si $\omega = \omega'$, la valeur du couple devient constante et égale à :

$$FM. \sin \delta.$$

On constitue également des moteurs synchrones en faisant mouvoir dans un champ constant un système d'enroulements parcouru par des courants polyphasés et établi de manière à donner un champ tournant. On a alors à considérer : 1° le champ tournant, faisant au temps $t$ un angle $\omega t$ avec une droite fixe ; 2° le système de bobines, tournant en sens contraire du champ, de manière qu'une droite invariablement reliée au système fasse avec la droite fixe un angle $\omega' t - \delta$. Le couple a la même valeur que dans le cas précédent, et on arrive à la même condition $\omega = \omega'$. Dans ce cas, on voit que le mouvement du système a une vitesse égale à celle du champ tournant et de sens contraire, de sorte que celui-ci devient fixe dans l'espace.

II. Supposons maintenant que le champ tournant agisse sur un induit fermé sur lui-même, que nous figurerons par un cadre pour plus de simplicité. Soit OA l'axe du cadre, et F le champ tournant (*fig.* 3).

L'induit ne tournera pas ici avec la même vitesse que le champ ; en effet, le flux qui le traverse serait alors constant, il ne serait parcouru par aucun courant et, par suite, le couple moteur serait nul.

L'induit aura donc un mouvement relatif par rapport au champ, d'où le nom de *moteurs asynchrones* donné aux moteurs à induit fermé.

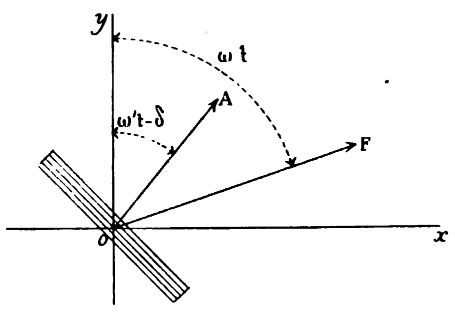



Fig. 3.

Soit S la surface du cadre ; le flux que le champ y envoie au temps $t$ est

$$\varphi = \text{F.S.} \cos [(\omega - \omega') t + \delta],$$

et le courant qui le parcourt est donné par l'équation :

$$\frac{d\varphi}{dt} = ri + l \frac{di}{dt};$$

d'où l'on tire :

$$i = \frac{\text{FS}u}{\sqrt{r^2 + l^2u^2}} \sin (ut + \delta - \alpha),$$

en posant

$$u = \omega - \omega' \quad \text{et} \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{lu}{r}.$$

La valeur du couple moteur à l'instant $t$ est :

$$\text{C} = \text{FS}i. \sin (ut + \delta) = \frac{\text{F}^2\text{S}^2u}{\sqrt{r^2 + l^2u^2}} \sin (ut + \delta).\sin (ut + \delta - \alpha).$$

La valeur moyenne est l'intégrale de C prise pendant une période et divisée par la durée de la période, c'est-à-dire ici :

$$\text{C}_m = \frac{\text{F}^2\text{S}^2u}{2\sqrt{r^2 + l^2u^2}} \cos \alpha = \frac{\text{F}^2\text{S}^2r}{2} \frac{u}{r^2 + l^2u^2}.$$

Cherchons la valeur de ce couple au démarrage, c'est-à-dire quand, le champ tournant venant d'être établi, la vitesse $\omega'$ de l'induit est nulle.

On a :

$$C_0 = \frac{F^2S^2r}{2} \frac{\omega}{r^2 + l^2\omega^2}.$$

On voit que ce couple a une valeur considérable ; on peut même s'arranger de façon que sa valeur soit très voisine de celle du maximum de C ; en effet, C est maximum quand la fraction $\frac{u}{r^2 + l^2u^2}$ l'est elle-même, ce qui a lieu quand on a :

$$r = lu.$$

Il suffit donc que l'on choisisse $r$ et $l$ de façon que

$$r = l\omega$$

pour que le couple au démarrage soit égal au maximum.

Remarquons d'autre part que, au démarrage, l'intensité du courant est très grande, puisque le facteur $u$ qui figure dans son expression atteint alors sa plus grande valeur. Pour éviter un échauffement trop considérable, on introduit d'abord des résistances dans le circuit, ce qui a, en outre, l'avantage d'augmenter le couple. Le régime est vite atteint, et on enlève alors les résistances additionnelles. L'introduction de ces résistances exige un collecteur à balais, dans le cas où l'induit est mobile; d'autre part, si c'est l'inducteur qui est mobile, son mouvement nécessite l'emploi de frotteurs, de sorte que, pratiquement, tous les grands moteurs comprendront des contacts glissants, comme les moteurs à courants continus.

Si on fait abstraction de l'énergie dépensée pour la production du champ tournant, on peut facilement, au moyen des formules précédentes, calculer le rendement. La puissance développée par le couple est, par unité de temps,

$$P = C\omega' = \frac{F^2S^2r}{2} \frac{u.\omega'}{r^2 + l^2u^2}.$$

D'ailleurs, la quantité de chaleur dépensée dans le circuit est

égale au produit de la résistance $r$ par le carré moyen de l'intensité du courant, c'est-à-dire

$$Q = r \cdot \frac{F^2S^2u^2}{2\,(r^2 + {}^2u^2)}.$$

La quantité totale d'énergie dépensée est donc :

$$W = P + Q = \frac{F^2S^2r}{2} \frac{u\omega}{r^2 + l^2u^2},$$

et le rendement

$$\frac{P}{W} = \frac{\omega'}{\omega}.$$

*Remarque.* — Nous avons considéré dans ce qui précède les champs tournants comme produits par la composition de champs variables concourants ; ce mode d'exposition est le plus simple et s'applique sans modification aux premières expériences de Ferraris [1] et à un certain nombre de petits moteurs. Mais, en général, les choses se passent d'une manière beaucoup plus complexe ; le circuit induit et le circuit inducteur comprennent du fer, nécessaire à la production d'une force considérable, et c'est en somme seulement dans l'entrefer assez mince qui les sépare que nous retrouvons un champ sinusoïdal ; les fils sont répartis uniformément ou par paquets le long de cet entrefer ; les forces électromotrices qui prennent naissance dans l'induit varient, d'ailleurs, comme celles qui seraient produites dans un champ tournant théorique, et les considérations précédentes peuvent être généralisées.

*Transmission et transformation des courants polyphasés.* — Lorsqu'on emploie des champs tournants dérivant d'un seul courant alternatif, il suffit de produire ce courant à l'endroit où l'on dispose de la force motrice, et de l'envoyer au moteur par deux fils. Lorsqu'on produit à la première station des courants polyphasés, le problème est plus complexe. Supposons qu'il s'agisse de courants diphasés. On peut transmettre chacun d'eux par deux fils indépendants (*fig.* 4) ; mais alors il faudrait quatre fils de ligne, d'où une dépense considé-

---

(1) Ferraris. *Atti della R. Acad. delle Scienze di Torino*, t. XXIII, p. 360. 1888.

rable. On peut aussi réunir les deux fils de retour (*fig.* 5) ; si les intensités des deux courants sont respectivement A sin $\omega t$ et A cos $\omega t$, l'intensité dans le fil de retour sera :

$$A \sin \omega t + A \cos \omega t = A\sqrt{2}. \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right).$$

Les amplitudes des deux courants ne sont d'ailleurs égales que si les deux fils sont identiques. S'il s'agit non seulement d'un transport de courants d'un générateur à un moteur, mais d'une distribution

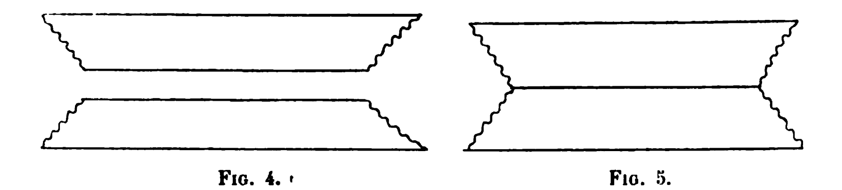


Fig. 4. Fig. 5.

complète, servant par exemple à l'éclairage, il faudra que les deux fils soient également chargés, aient le même travail à fournir. Autrement, les amplitudes diffèreraient, et on ne pourrait plus produire un champ tournant circulaire avec les deux courants.

Examinons maintenant le cas des courants triphasés. On peut faire aboutir les trois courants au même point, sans qu'aucun fil de jonction réunisse les deux points de concours ; en effet, la somme des intensités, est, à un moment quelconque,

$$A \sin \omega t + A \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{3}\right) + A \sin\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right),$$

ou, d'après la formule d'addition des sinus d'arcs en progression arithmétique,

$$A \frac{\sin 3\,\frac{\pi}{3}}{\sin\frac{\pi}{3}} \cdot \sin\left(\omega t - \frac{4\pi}{3}\right) = 0.$$

Cette disposition est appelée *disposition en étoile* (*fig.* 6).

Une autre disposition employée est celle dite *en triangle* (*fig.* 7).

On voit facilement que l'on a :

$$i'_1 = i_1, \qquad i'_2 = i_2, \qquad i'_3 = i_3,$$

c'est-à-dire que les courants transportés, reproduisent exactement les courants de départ.

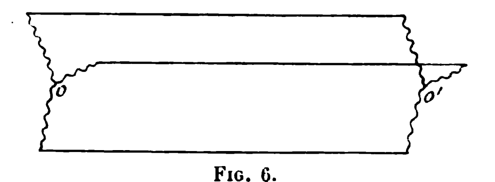



Fig. 6.

Bien entendu, les propriétés de ces deux modes de distribution des courants triphasés ne sont vraies que si les trois circuits sont également chargés, ce qui exige un certain réglage, parfois délicat, dans le mode de distribution.

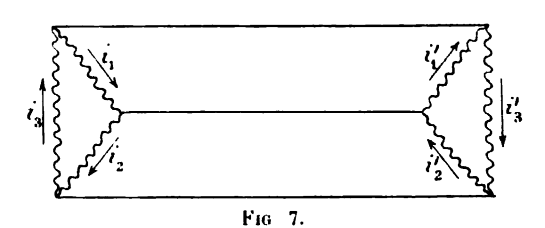


Fig 7.

L'avantage d'une facile transformation, que l'on avait trouvé à l'emploi des courants alternatifs, persiste dans celui des courants polyphasés.

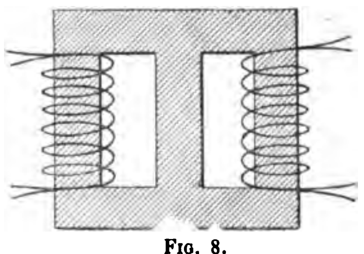


Fig. 8.

Les transformateurs à courants polyphasés sont employés comme les transformateurs ordinaires : dans le cas des courants biphasés, on

pourra fermer les deux circuits magnétiques par une même pièce de fer (*fig.* 8), et, dans le cas des courants triphasés, constituer le noyau magnétique par trois piliers parallèles reliés par deux couronnes.

On peut donc, comme pour les courants alternatifs ordinaires, établir des transformateurs au départ et à l'arrivée, et transporter les courants polyphasés sous une grande tension et une faible intensité; cela permet d'employer des fils de ligne assez minces, et des génératrices plus simples, donnant des courants de grande intensité et de faible tension.

*Exemples de moteurs à champ tournant.* — I. *Moteurs synchrones.*

*Moteur Schückert.* — Nous avons indiqué la génératrice, construite de manière à obtenir des courants diphasés au moyen d'un anneau Gramme ; le moteur est semblable à la génératrice, mais ne peut lui être relié au moyen de trois fils seulement, car la disposition adoptée est telle qu'une partie de l'induit serait mise alors en court circuit. Pour n'employer cependant que trois fils, on se sert de deux transformateurs, au départ et à l'arrivée, entre lesquels ce genre de transmission est possible.

*Moteur Tesla.* — Il utilise un courant alternatif produisant un champ tournant au moyen d'une dérivation, comme nous l'avons vu plus haut. Le champ tournant agit sur un électro-aimant à courant continu ; autour de cet électro-aimant est enroulée une bobine, fermée sur une résistance convenable : lorsque le travail demandé au moteur varie, ce qui tend à changer la vitesse et, par suite, à détruire le synchronisme, il se développe dans cette bobine, comme dans l'induit d'un moteur asynchrone, un courant qui produit un couple tendant à rétablir le synchronisme.

II. *Moteurs asynchrones:*

*Moteur Hutin et Leblanc.* — Le champ tournant est produit par un courant alternatif portant une dérivation munie d'un condensateur. L'induit est formé par deux enroulements polygonaux fermés respectivement, au moyen de bagues situées sur l'axe et de balais métalliques, sur des résistances que l'on peut faire varier de manière à rendre, comme nous l'avons vu, le couple au démarrage plus considérable.

*Moteur Dobrowolski.* — Le champ tournant est produit au moyen de courants triphasés. L'induit comprendra trois circuits fermés, munis de rhéostats de démarrage. Chaque circuit est formé par des

conducteurs de cuivre placés à la périphérie d'un cylindre en fer feuilleté, qui diminue la résistance magnétique de l'induit au flux mobile.

*Moteur Brown.* — Le principe est le même que celui du précédent, mais on a réuni entre elles les extrémités de tous les conducteurs parallèles, ce qui ne change pas la forme générale de l'induit ni par suite la théorie générale que nous avons donnée.

*Exemple d'une installation de transmission de la force par les courants polyphasés.* — Pour donner une idée des rendements qu'on obtient dans les transformations d'énergie au moyen des courants polyphasés, nous prendrons comme exemple les essais réalisés en 1891 entre Lauffen et Francfort-sur-le-Mein, dont la distance est d'environ 175 kilomètres. La force était produite par une turbine mettant en mouvement une dynamo Brown à courants triphasés ; cette dynamo ne donnait qu'une force électromotrice d'une cinquantaine de volts, qu'un transformateur élevait sur place de 8 à 9,000 ; à l'arrivée, trois transformateurs réduisaient la tension à 100 volts, et les courants produits étaient employés à l'éclairage ou à la mise en marche de moteurs. Les trois fils de ligne étaient en cuivre nu, de 4 millimètres de diamètre. La puissance fournie à la génératrice a varié jusqu'à 180 chevaux environ.

Le rendement de la génératrice était environ 91 0/0 ; celui des transformateurs de départ ou d'arrivée, 94 0/0 ; la perte sur la ligne a oscillé autour de 8 ou 10 0/0 ; enfin le rendement entre la turbine et le circuit de distribution était de 70 à 75 0/0.

En somme, les courants polyphasés ont fourni une bonne solution pour le problème du transport de la force à distance ; ils permettent l'emploi de moteurs commodes, ayant un couple de démarrage considérable ; ils peuvent, malgré quelques difficultés de réglage, être appliqués aux distributions : toutes ces raisons permettent de prévoir que leur emploi deviendra de plus en plus fréquent.

---

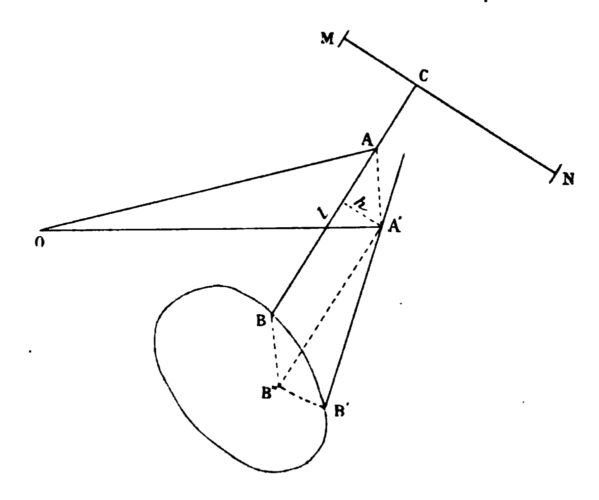
## PLANIMÈTRE DE M. PETERSEN ;

Par M. LAMOTTE.

Ce planimètre se recommande par sa construction et son maniement très simple.

Une tige OA porte à son extrémité O une pointe perpendiculaire à

sa direction, qui sert à la fixer en un point convenablement choisi dans le plan de la courbe qu'il s'agit de mesurer; elle tourne librement autour de cette pointe. Une deuxième tige CAB est articulée à l'extrémité A de la première et peut tourner autour de ce point; elle porte à son extrémité B un style auquel on fait décrire la courbe. En C la tige se termine par une sorte d'étrier qui peut glisser sur la tige MN, de manière que celle-ci reste toujours perpendiculaire à CB. Cette tige MN est supportée par deux roulettes à ses extrémités M et N. Grâce à l'adhérence de ces roulettes sur le papier, la tige MN peut bien, pendant le mouvement du point B, se déplacer par la rotation des roulettes, mais elle ne saurait éprouver de glissement suivant sa propre direction : tant qu'on n'exerce pas sur elle d'efforts supérieurs à ceux qu'exige le fonctionnement normal de l'appareil.




Pour mesurer l'aire d'une courbe, on fixe la pointe O en un point du papier, extérieur ou à la courbe. Comme le style B doit pouvoir décrire toute la courbe, il est nécessaire que le point de cette courbe le plus éloigné du point O soit à une distance inférieure à OA+AB. Il sera impossible, dans ces conditions, que l'angle OAB atteigne la valeur de 180°, et quand le style B sera revenu à son point de départ, les droites OA, AB auront repris leur position primitive; la droite MN aura repris sa direction, mais ses extrémités se seront déplacées suivant cette direction d'une longueur proportionnelle à l'aire limitée par la courbe.

En effet, soit OAB la position de l'instrument à un instant donné, et soit OA'B' une position très voisine de la première.

Par le point A', menons A'B" parallèle et égale à AB. Nous pouvons imaginer qu'on ait amené AB en A'B' par une translation de AB en A'B" suivie d'une rotation autour de A', de A'B" en A'B'. L'aire balayée par AB pendant le déplacement se composera donc de deux termes :

1° L'aire du parallélogramme AA'B"B. S'il est la longueur de AB, cette aire est égale à

$$lh$$

$h$ étant la hauteur du parallélogramme, c'est-à-dire la projection de la translation sur la perpendiculaire à AB, c'est-à-dire précisément sur la direction MN; 2° l'aire du secteur circulaire A'B"B'... en appelant $\theta$ l'angle B"A'B', cette aire est égale à

$$\frac{1}{2} l^2\theta.$$

Par conséquent, à des infiniment petits près d'ordre supérieur. l'aire décrite pendant le déplacement élémentaire considéré sera :

$$lh + \frac{1}{2} l^2\theta.$$

Faisons la somme de toutes ces aires élémentaires pour un tour complet du style B. Si la courbe a la forme indiquée sur la figure, il est clair que l'aire intérieure à la courbe n'est balayée qu'une seule fois par la tige AB, tandis que l'aire extérieure est balayée deux fois en sens contraire : si donc, nous convenons de donner le signe + aux aires balayées quand AB se déplace dans un certain sens, le signe —, quand AB se déplace dans le sens opposé, la somme algébrique des aires décrites pendant le tour du style B sera égale en valeur absolue à l'aire S limitée par la courbe. Donc :

$$S = l \int h + \frac{1}{2} l^2 \int \theta. \tag{1}$$

Or, dans le cas de la figure, AB revient à sa direction primitive sans que l'angle OAB ait pris la valeur de 180° ; par conséquent :

$$\int \theta = 0.$$

Il reste donc :

$$S = l \int h.$$

Mais, d'après la définition de $h$, $\int h$ représente bien le déplacement de la tige MN le long de sa direction primitive : la proposition que nous avons avancée est donc démontrée.

Il est facile de généraliser cette proposition en l'étendant au cas où la courbe présente des sinuosités. Un élément d'aire pris à l'intérieur de la courbe pourrait être parcouru $2n + 1$ fois et un élément extérieur ne le serait que $2n$ fois, $n$ fois dans un sens, $n$ fois en sens contraire : la somme algébrique des aires décrites représenterait encore l'aire de la courbe.

Pour une valeur donnée de l'aire, le déplacement à mesurer est inversement proportionnel à $l$ : la détermination de S sera donc d'autant plus précise que $l$ sera plus petit.

Afin de pouvoir donner à $l$ différentes valeurs, la tige AB est formée de deux parties : un manchon fixe en A et une tige glissant dans ce manchon, dans lequel elle peut être serrée par une vis de pression ; c'est cette tige qui porte le style B. En faisant varier le tirage, on donne à $l$ la valeur qui paraît la plus avantageuse.

---

## REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS, 1895.

RAOUL PICTET. — **Utilisation du point critique des liquides pour les constatations de leur pureté** (*C. R.*, t. CXX, p. 43, 1895).

Des traces d'impuretés font varier la température du point critique d'un liquide de dix à soixante fois plus que sa température d'ébullition. Ce résultat, découvert en utilisant le protoxyde d'azote liquide, a été vérifié avec le chloroforme pur, le chloréthyle pur, mélangés de quelques gouttes d'alcool, le pental pur mélangé de quelques gouttes d'aldéhyde. La disposition expérimentale employée consiste en un tube de 5 millimètres de diamètre extérieur, de 3 millimètres de diamètre intérieur et de 45 millimètres à 50 millimètres de longueur. On le remplit d'abord de liquide qu'on évapore en partie ; puis, on ferme au chalumeau ; toute trace d'air a ainsi disparu. Ce tube est

ensuite déposé obliquement à côté d'un thermomètre sensible, marquant le 1/10 de degré, dans une enceinte entourée d'une double enveloppe dans laquelle circulent des gaz chauds, ceux-ci étant à l'abri du rayonnement extérieur à l'aide d'une troisième enveloppe protectrice en amiante plaquée sur tôle. La température critique est celle pour laquelle le ménisque disparaît, lorsque la température s'élève, ou bien celle pour laquelle un brouillard épais se forme. lorsque la température s'abaisse. Elle peut être fixée à 1/10 de degré près. Voici les résultats :

| | Température du point critique | Différences | Écarts dans les températ. d'ébullition |
|---|---|---|---|
| 1° Chloroforme pur......... | 258°,8 | — 3°,8 | — 0°,1 à 0°,2 |
| Chloroforme mélangé avec quelques gouttes d'alcool. | 255 0 | | |
| 2° Chloréthyle pur........... | 181 0 | + 6 0 | + 0 6 |
| Chloréthyle mélangé avec quelques gouttes d'alcool. | 187 0 | | |
| 3° Pental pur............... | 201 2 | — 1 7 | < 0 1 |
| Pental mélangé avec quelques gouttes d'aldéhyde. | 199 5 | | |

La variation de la température critique est toujours dans le même sens que le déplacement du point d'ébullition.

Raoul PICTET. — Recherches expérimentales sur le point critique des liquides tenant en solution des corps solides (*C. R.*, t. CXX, p. 64).

Pour compléter les expériences signalées dans la note précédente, M. Pictet démontre l'augmentation très notable que subit la température critique d'un liquide, tenant un solide en dissolution :

| Poids des corps dissous | | Poids des dissolvants | Température du point critique | Variation du point d'ébullition | Variation du point critique |
|---|---|---|---|---|---|
| 0gr 5 de bornéol | $C^{10}H^{18}O$ | 25gr éther | 197° | 0°,2 | 8°,0 |
| 0 5 de cinéol | $C^{10}H^{18}O$ | 25 éther | 193 | 0 2 | 4 0 |
| 0 5 de terpinol | $C^{10}H^{18}O$ | 25 éther | 197 | 0 2 | 8 0 |
| 45 0 de bornéol | | 55 éther | 296 | pas encore déterminé | 107 0 |
| 0 5 de phénol | $C^{6}H^{6}OH$ | 25 éther | 201 | 0°,1 | 12 0 |
| 0 5 de gaïacol | | 25 éther | 195 | 0 3 | 6 0 |
| 1 0 d'iode | | 30 éther | 193 | 0 2 | 4 0 |
| 1 0 de bornéol | | 50 chloréthyle | 191 | 0 2 | 10 0 |

Ces résultats sont conformes à ceux relatifs aux liquides dissous.

Mais quelques particularités sont intéressantes. Ainsi, avec la dissolution 0gr,5 de bornéol dans 25 grammes d'éther, au moment où la température atteint la valeur critique du dissolvant pur (189° avec l'éther), on constate contre les parois du tube contenant la solution une condensation de vapeurs qui redescendent vers le liquide du bas; l'agitation du liquide est extrême, beaucoup plus vive que pour l'éther pur. Lorsque la température atteint 197°, le ménisque disparaît; mais aucun dépôt solide ne se produit dans le tube de verre, qui reste transparent : le bornéol est donc gazeux à 197°, bien qu'il ne fonde qu'à 198°. La totalité du bornéol reste dissoute dans le gaz ou les vapeurs d'éther.

La dissolution colorée de l'alizarine dans l'alcool permet d'assister à la marche du phénomène. Ce corps ne fond qu'à 290°, et la température critique de la dissolution est de 240° (50° au dessous); tant que la température critique n'est pas atteinte, la vapeur est incolore, mais, sitôt que le ménisque disparaît, on voit des mouvements giratoires s'établir entre la portion colorée et la région non colorée; dans l'espace de quelques secondes, la teinte rouge uniforme envahit tout le tube. Pour expliquer ces observations, l'auteur invoque l'existence, au-delà du point critique, de vésicules liquides en suspension dans la vapeur.

P. VILLARD. — Sur la dissolution des solides dans les vapeurs. (*C. R.*, t. CXX, p. 182.)

M. Villard [1] avait obtenu les résultats signalés par M. Pictet dans la note précédente, en employant l'iode dissous dans l'acide carbonique liquide. D'ailleurs, la dissolution d'un solide dans une vapeur est un fait connu [2]. Il est, par suite, inutile d'admettre la préexistence au-delà du point critique de particules liquides mélangées à la vapeur et destinées à dissoudre le corps solide. De plus, le spectre d'absorption soit du liquide, soit de la vapeur, ne présente pas les cannelures de l'iode gazeux. Ce dernier peut donc, à juste titre, être considéré comme dissous dans la vapeur, même non saturée.

---

(1) *J. de Ph.*, 3e série, t. III, p. 441.

(2) HANNAY et HOGARTH. — Dissolution des KI, KBr, $CoCl^2$, $Fe^2Cl^6$ dans la vapeur d'alcool. (*Proceeding of the Roy. Soc.*, t. XXX, p. 178, 1880.)

A. BLONDEL. — Sur la mesure du flux lumineux. (*C. R.*, t. CXX, p. 311 et p. 550.)

M. Blondel, qui a démontré [1] l'intérêt pratique que présente l'introduction dans la photométrie de la notion de *flux lumineux*, ou de *quantité de lumière*, se propose d'indiquer une méthode générale de mesure de ce *flux*, reposant sur les propriétés de la diffusion par transmission. Un écran diffuseur, qui possède sur sa face antérieure un éclairement E produit par des rayons faisant l'angle $\alpha$ avec la normale, est tel qu'un élément $ds$ de la face postérieure possède dans la direction $\beta$ une intensité

$$I_\beta = E ds\, f(\alpha, \beta)$$

Dans le cas de certains corps que l'auteur appelle « orthotropes » (verre opale de plus de 2 millimètres, papier, etc.), le coefficient $f$ est indépendant de $\alpha$, si celui-ci est petit. Si on se place dans ces conditions, et si on considère la plaque exposée comme objet lumineux, l'éclairement qu'elle produit sur la plaque du photomètre située à la distance $l$ est :

$$E' = \int_s \frac{E ds f(\beta)}{l^2} \cos^2 \beta.$$

Une source étalon, d'intensité totale I', située à la distance $l'^2$ donne dans le photomètre un éclairement $\frac{I'}{l'^2}$, et l'on a les relations :

$$E' = \frac{I'}{l'^2} \qquad \text{d'où :} \qquad \frac{I'}{l'^2} = \int_s \frac{E ds f(\beta) \cos^2 \beta}{l^2}$$

Si on remplace $f(\beta) \cos^2 \beta$ par sa valeur moyenne, on obtient :

$$\frac{I'}{l'^2} = \frac{K}{l^2} \int_s E ds = \frac{K\Phi}{l^2}$$

formule dans laquelle $\Phi$ peut servir de mesure au flux lumineux incident. La détermination de la constante K peut être effectuée par la comparaison préliminaire de l'*éclat apparent* du diffuseur à l'*éclaire-*

---

(1) *La Lumière électrique*, 7 juillet 1894, et *The Electrician*, 28 septembre 1894.

*ment* qu'il reçoit. La disposition expérimentale qui permet la mesure directe de l'intensité lumineuse moyenne sphérique d'une source (qui n'est autre que l'intensité totale divisée par $4\pi$) consiste, en principe, à disposer la source au foyer d'un projecteur demi-sphérique, qui dirige vers le diffuseur les rayons lumineux réfléchis, et faisant entre eux un angle assez petit; on arrête, à l'aide d'un petit écran, l'éclairement direct du diffuseur par la source. Mais il faut que les pertes subies par réflexion soient les mêmes pour tous les rayons; aussi limite-t-on le faisceau incident en entourant la source lumineuse d'une sphère opaque creusée d'une couronne, dont l'axe est confondu avec l'axe du miroir réflecteur. Il s'échappe ainsi un fuseau de rayons lumineux qui ont tous sensiblement le même coefficient de réflexion. On mesure successivement l'intensité des deux moitiés de la source que l'on tourne de 180°; d'où la valeur de l'intensité totale. Ces appareils, appelés par l'auteur des *lumenmètres*, sont construits par la maison Sautter et Harlé.

Ch. HENRY. — Influence du rythme des successions d'éclats sur la sensibilité lumineuse. (*C. R.*, t. CXX, p. 147, 1895.)

L'auteur conclut que les successions d'éclats à des intervalles rythmiques, c'est-à-dire qui se succèdent en des temps représentés par les nombres $2^n(2^n+1), \ldots, 2^m(2^n+1)(2^p+1)$, correspondent à une diminution de la sensibilité lumineuse, tandis que les éclairements qui se succèdent à des intervalles non rythmiques correspondent à une augmentation.

G. MOREAU. — Sur la dispersion rotatoire anormale des milieux absorbants. (*C. R.*, t. CXX, p. 268.)

M. Moreau applique au cas d'un corps cristallisé dans le système rhomboédrique, et présentant le pouvoir rotatoire, les considérations théoriques développées précédemment (*C. R.*, t. CXIX, p. 327); il déduit l'existence, pour une radiation d'assez grande longueur d'onde dans l'infra-rouge, d'une bande d'absorption séparant un maximum et un minimum du pouvoir rotatoire. Il y aurait donc dans cette région du spectre une *dispersion rotatoire anormale* analogue à la dispersion de la fuchsine. Ces résultats théoriques mériteraient une confirmation expérimentale.

**G. MESLIN. — Sur le biprisme de Fresnel. (*C. R.*, t. CXX, p. 261.)**

Ordinairement on calcule la différence de marche en un point en négligeant l'épaisseur du biprisme ; si on tient compte de celle-ci, on trouve que cette différence est toujours nulle. Aussi, pour expliquer l'existence des franges, l'auteur s'adresse à la différence des deux retards imprimés par les épaisseurs de verre traversées qui sont différentes. Cette manière de voir se justifie par le déplacement des franges dans le même sens que le biprisme, lorsqu'on déplace ce dernier transversalement, bien que le point lumineux soit immobile et que les deux images ne soient pas entraînées dans le mouvement.

**E. HARDY. — Application des vibrations sonores à l'analyse de deux gaz de densités différentes. (*C. R.*, t. CXX, p. 300.)**

Les hauteurs des sons produits dans deux tuyaux sonores identiques sont les mêmes, s'ils contiennent les mêmes gaz ; si les gaz qui les alimentent ont des densités différentes, l'unisson n'a plus lieu, et le désaccord se manifeste par des battements dont le nombre augmente avec la différence des densités. M. Hardy utilise cette remarque pour la mesure du grisou (ou formène) des mines de charbon.

Ces expériences ont été reproduites devant une Commission de l'Académie, qui a manifesté le vœu que les différents battements puissent (au moyen d'un *relais électrique*, par exemple) développer un effort mécanique capable d'actionner un enregistreur, afin qu'il soit possible de connaître à chaque instant la proportion de grisou des chantiers dangereux.

**CH. FABRY. — Sur le passage de la lumière à travers une lame mince dans le cas de la réflexion totale. (*C. R.*, t. CXX, p. 314.)**

Les formules ordinaires des lames minces suffisent à rendre compte du phénomène observé par Newton et Fresnel, étudié par Quincke [1] et qui consiste en ceci: Les faces hypoténuses de deux prismes dont l'une est légèrement convexe, sont appliquées l'une sur l'autre. On observe dans une direction, qui correspond à la réflexion

(1) QUINCKE, *Pogg. Ann.*, t. CXXVI, p. 1 et 199 ; 1866.

totale, une tache transparente par transmission, sombre par réflexion, qui n'a pas lieu seulement au point de contact des deux verres, mais s'étend aux points voisins, où les surfaces sont séparées par une épaisseur d'air pouvant aller jusqu'à plusieurs longueurs d'onde.

En effet, soit une lame d'épaisseur $e$, d'indice $\nu$, qui est plongée dans un liquide ayant l'indice $n$ par rapport à elle ; à un angle d'incidence $i$ correspond un angle de réfraction $r$ ; l'intensité de l'onde réfractée primitivement polarisée dans le plan d'incidence a la valeur suivante, en tenant compte des réflexions multiples [1],

$$I = \frac{1}{1 + \frac{4h^2}{(1-h^2)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}},$$

formule dans laquelle :

$$h = \frac{\sin(r-i)}{\sin(r+i)} \qquad \text{et} \qquad \frac{\delta}{2} = \frac{2\pi\nu e}{\lambda} \cos r$$

L'intensité incidente est supposée égale à 1 ; $\lambda$ représente la longueur d'onde de la lumière.

Si l'angle d'incidence $i$ dépasse la valeur de l'angle limite, les grandeurs $r$, $h$ et $\delta$ deviennent imaginaires. Malgré cela, I reste réel. Si, en effet, on pose :

$$tg \frac{\alpha}{2} = \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{n \cos i}$$

la valeur de $h$ devient :

$$h = e^{-\alpha\sqrt{-1}}$$

et :

$$\frac{4h^2}{(1-h^2)^2} = -\frac{1}{\sin^2 \alpha},$$

tandis que l'on a :

$$\sin^2 \frac{\delta}{2} = -\overline{Sh}^2 \left( \frac{2\pi\nu e}{\lambda} \sqrt{n^2 (\sin^2 i - 1} \right)$$

car $\overline{Sh}x = \frac{e^x - e^{-x}}{2}$ et $\overline{Ch}x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}$. L'expression de I prend alors la forme :

$$(1) \qquad I = \frac{1}{1 + \frac{1}{\sin^2 \alpha} \overline{Sh}^2 \left( \frac{2\pi\nu e}{\lambda} \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1} \right)}$$

[1] MASCART, *Traité d'Optique*, t. III, p. 510.

Si la lumière est polarisée dans le deuxième azimut principal, l'intensité I′ du rayon réfracté a la valeur:

$$(2) \qquad I' = \frac{1}{I' + \frac{1}{\sin^2\beta}\overline{Sh}^2\left(\frac{2\pi\nu e}{\lambda}\sqrt{n^2\sin^2 i - 1}\right)}$$

où β est défini par la relation :

$$tg\,\frac{\beta}{2} = \frac{n\sqrt{n^2\sin^2 i - 1}}{\cos i}\,n^2 tg\,\frac{\alpha}{2}.$$

Si la lumière incidente est polarisée dans un azimut quelconque, les vibrations transmise et réfléchie sont elliptiques, et la différence de phase entre les deux composantes a pour expression :

$$(3) \qquad tg\varphi = tg\,(\alpha - \beta)\,\frac{\overline{Sh}.\left(\frac{2\pi\nu e}{\lambda}\sqrt{n^2\sin^2 i - 1}\right)}{\overline{Ch}.\left(\frac{2\pi\nu e}{\lambda}\sqrt{n^2\sin^2 i - 1}\right) - \frac{\cos(\alpha + \beta)}{\cos(\alpha - \beta)}}$$

Les formules (1), (2) et (3) suffisent pour expliquer les phénomènes observés par Quincke. Voici les conclusions de M. Fabry :

« 1° Les intensités I et I′ tendent rapidement vers 0, lorsque $e$ augmente, sans passer par des maxima, ni des minima; on n'observera pas les vives couleurs des anneaux de Newton en lumière blanche.

L'épaisseur de la lame mince n'entre dans les équations que par le rapport $\frac{e}{\lambda}$. L'épaisseur qui donne lieu à un phénomène donné est proportionnelle à la longueur d'onde. Si la lumière incidente est blanche, la tache par transmission, blanche au centre, sera bordée de rouge ;

« 2° Les valeurs I et I′ décroissent à mesure que $i$ augmente. Le diamètre de la tache ira en décroissant lorsque l'on augmentera l'incidence ;

« 3° Comme I et I′ sont, en général, différents, la lumière transmise est partiellement polarisée lorsque la lumière incidente est naturelle. Si l'on fait croître l'incidence à partir de l'incidence limite, α et β croissent à partir de 0. Or $\beta > \alpha$. Donc $\sin^2\beta > \sin^2\alpha$ ; et, par suite, $I' > I$. La polarisation partielle aura lieu dans le second azimut. Mais $(\alpha + \beta)$ croît constamment ; il existe donc une incidence pour laquelle $(\alpha + \beta) = \pi$. Dans ce cas, $\sin^2\beta = \sin^2\alpha$ ; par suite $I' = I$,

et la lumière émergente est naturelle ; à cette incidence définie par $\sin^2 i = \frac{2}{n^2 + 1}$ correspond la plus grande valeur de la différence de phase entre les deux composantes de la lumière réfléchie totalement. Au-delà de cette incidence I' devient inférieur à I, et la polarisation partielle a lieu dans le plan d'incidence;

« 4° La différence de phase entre les deux composantes principales est la même pour la lumière transmise et pour la lumière réfléchie; elle est nulle au centre de la frange ($e = o$), et tend rapidement vers la limite $\varphi = (\alpha - \beta)$, lorsque $e$ augmente. C'est précisément la différence de phase qui existe entre les deux composantes de la lumière réfléchie totalement. »

Des formules analogues, mais plus compliquées, rendent compte de ce qui se passe lorsque les trois milieux sont différents.

**J. JANSSEN. — Sur la présence de la vapeur d'eau dans l'atmosphère de la planète Mars. (*C. R.*, t. CXXI, p. 232.)**

Les observations que M. W.-W. Campbell a faites à l'observatoire du mont Hamilton, mettent en doute l'existence de la vapeur d'eau dans l'atmosphère de la planète Mars. Ces résultats sont en contradiction avec ceux obtenus par MM. Huggins et Vogel. Ils contredisent aussi les conclusions que M. Janssen avait tirées de l'observation successive, dans la même nuit, des spectres de la lumière de Mars et de la lumière de la lune, soit au sommet de l'Etna, soit à Palerme, soit à Marseille. Le spectre de Mars présentait, faiblement il est vrai, le groupe des raies C et D que l'auteur avait déjà observées avec la vapeur d'eau. M. Janssen espère que l'avenir confirmera ses conclusions.

**PILTSCHIKOFF. — Nouvelles photographies de l'éclair. (*C. R.*, t. CXXI, p. 250, 1895.)**

L'auteur présente à l'Académie les photographies de trois types d'éclairs : éclair-bande, éclair-tube, éclair-trombe. Ces derniers sont les plus rares et se présentent sous une forme qui ressemble à une trombe ; on peut se demander si cette ressemblance est purement fortuite ou si elle tient à une cause générale, à une cause qui ferait monter ou descendre les masses d'air humide et raréfié.

F.-A. FOREL. — La Commission internationale des glaciers. (*C. R.*, t. CXXI, p. 300, 1895.)

M. A. Forel est président d'une Commission nommée à Zurich par le sixième Congrès international de géologie, qui a pour but de rechercher ou s'il y a simultanéité, ou s'il y a alternance, ou s'il n'y a pas de concordance dans les variations glaciaires des différentes régions du globe. Les glaciers, en effet, sous l'influence de causes multiples s'avancent plus ou moins dans leurs vallées de dévalement. Il semble résulter des faits observés jusqu'à ce jour que les déformations des glaciers ont une allure individuelle et périodique. Mais il reste à déterminer si cette périodicité, qui atteint quarante ans, a la même phase pour les différents glaciers.

C. MALTÉZOS. — Sur le mouvement brownien. (*C. R.*, t. CXXI, p. 303.)

Si à de l'eau pure contenant en suspension de fins corpuscules d'argile ou de sable, on ajoute deux ou trois gouttes d'une solution saline, quelques particules se réunissent en groupes floconneux [1] et cessent de montrer le mouvement brownien; d'autres particules s'arrondissent simplement et grossissent en continuant à se mouvoir.

Cette remarque rend bien probable l'influence des phénomènes capillaires dans le mouvement brownien [2]. En effet, lorsque le corpuscule se trouve près du fond du vase, ou dans le voisinage d'un autre corpuscule, il plonge dans un liquide qui n'est plus homogène ni isotrope, à cause des phénomènes capillaires qui y sont développés. Il en résulte que, si la distance du corpuscule au fond est moindre que la somme des deux rayons de l'action moléculaire, il se produira des répulsions élémentaires dont la résultante dépendra, en grandeur et en direction, des anomalies de la paroi et du voisinage des autres corpuscules.

Si le corpuscule se trouve assez éloigné de la paroi ou de tout autre corpuscule, ou bien la couche qui l'environne est parfaitement homogène et alors il n'y a pas de mouvement, ou bien elle n'est pas homogène, et dans ce cas la différence des tensions superficielles qui

(1) J. Bliss, *Physical Review*, vol. II, n° 11; 1895. Sur les forces apparentes entre les fines particules solides, immergées totalement dans les liquides.

(2) *Ann. de Ch. et de Ph.*, 7e série, t. I, p. 559.

en résultent suffit pour déplacer le solide dans un sens ou dans l'autre.

CH. FRÉMONT. — Sur un microscope spécial pour l'observation des corps opaques, et remarque de M. Marey. (*C. R.*, t. CXXI, p. 321.)

On éclaire les objets opaques situés sur la plate-forme d'un microscope en disposant dans le tube de cet instrument un miroir concave qu'on peut élever ou abaisser, et qui reçoit les rayons par une fenêtre pratiquée sur la paroi du tube. Le miroir réfléchit ces rayons, qu'un prisme redresse en les rendant parallèles à l'axe du microscope avant leur entrée dans l'objectif. Le miroir et le prisme sont chacun percés d'un trou pour laisser le passage à un tube conique, qui permet de percevoir au travers de l'oculaire l'image éclairée par ce procédé.

M. Marey espère que l'instrument de M. Frémont sera utile dans la chronophotographie sur champ obscur, en permettant de réunir sur une même plaque immobile les images successives de l'objet en mouvement. Il suffira pour cela de produire l'éclairement de l'objet à des intervalles de temps courts et égaux. Un grand progrès sera ainsi réalisé dans la connaissance du mouvement des êtres microscopiques.

H. LECHATELIER. — Sur quelques points de fusion et d'ébullition. (*C. R.*, t. CXXI, p. 323.)

La généralisation de l'emploi des pyromètres thermo-électriques a rendu comparables les températures élevées, mesurées dans les différentes parties du globe ; ainsi, en Angleterre, aux États-Unis et en France, les nombreuses déterminations qui ont été faites des différents points de transformation du fer et de l'acier ont donné des chiffres concordants à 10° près. L'étalonnage de ces divers appareils est fait en adoptant avec M. Violle la valeur de 1.045° pour la température de fusion de l'or. De nouvelles déterminations de cette température conduisent à des résultats différents. Voici les plus importants et les plus dignes de confiance :

| | | |
|---|---|---|
| Par la chaleur spécifique du platine.... | Violle.......... | 1.045° |
| Par les couples thermo-électriques, gradués par comparaison avec le thermomètre à air........................ | Barus........... | 1.095° |
| | Holborn et Wien. | 1.072° |
| Par la résistance électrique du platine avec extrapolation de la loi de résistance à partir de 450°................ | Callendar....... | 1.035° |
| | Heyekoc et Neville | 1.062° |

Ces expériences méritent le reproche commun de n'avoir pas été faites directement avec le thermomètre à air.

M. Le Chatelier se propose la détermination de la température de fusion de l'or, en utilisant comme repère de température élevée d'abord celle du zinc en ébullition, dont la valeur (930°) a été mesurée par M. Violle avec le thermomètre à air, et qui a été contrôlée indirectement, à quelques degrés près, par MM. Becquerel et Barus, puis la température de l'argent fondu dans une atmosphère oxydante (954°), qui a été l'objet d'un grand nombre de déterminations de la part de M. Violle.

Dans le cas du zinc, le couple thermo-électrique est protégé contre la vapeur de ce métal par l'enroulement croisé autour des deux fils d'une lanière fine d'amiante ; les deux fils sont ensuite introduits dans un tube de verre fermé à une extrémité ; le verre en fondant s'applique contre la tresse d'amiante et forme un vernis imperméable aux vapeurs de zinc, pendant les quelques minutes que dure l'expérience. Avec le couple ainsi étalonné, la température de fusion de l'or a été trouvée comprise entre 1.050 et 1.060° ; avec le couple étalonné par la fusion de l'argent, on a trouvé les nombres 1.055 et 1.060. Ces valeurs ne diffèrent pas beaucoup de celle de M. Violle, qui est certainement exacte à 20° près ; l'auteur pense qu'il vaut mieux conserver l'échelle des températures actuellement employée, pour l'uniformité des résultats d'expériences, jusqu'au jour où de nouveaux résultats plus précis, obtenus directement avec le thermomètre à gaz, auront donné le point de fusion de l'or à quelques degrés près.

G. Van der MENSBRUGGHE. — L'évaporation des liquides et les grandes théories capillaires (*C. R.*, t. CXXI, p. 461.)

La couche superficielle d'un liquide, qui s'évapore, ne saurait avoir la *même densité* que le liquide à l'intérieur de la masse et ne saurait être en *équilibre*, à cause du renouvellement constant des particules de la surface ; enfin, dans le cas des bulles de savon et des lames liquides, l'évaporation donne lieu à des pertes de poids dont on peut d'autant moins faire abstraction que la masse liquide est plus faible. Aussi est-il difficile d'admettre les données théoriques déduites de l'incompressibilité des liquides (Laplace), de l'uniformité de la densité (Gauss), ou bien obtenues en raisonnant sur une masse liquide de volume invariable (Poisson).

L'auteur pense expliquer ces phénomènes en admettant l'existence de forces moléculaires, dont les unes produisent l'évaporation, et dont les autres constituent la tension superficielle qui préside à l'équilibre *de figure* de la masse liquide, soumises aux seules actions moléculaires (1).

SCHEURER-KESTNER. — Correction à apporter aux lectures des thermomètres métastatiques. (*C. R.*, t. CXXI, p. 553.)

Le thermomètre de Walferdin, connu en Allemagne sous le nom du constructeur Beckmann, est actuellement utilisé dans les mesures cryoscopiques.

En admettant que le volume de mercure à 0° soit V, et que le volume d'une division soit $v$, la dilatation apparente de l'unité de volume pour 1° est :

$$\frac{v}{V} = \gamma.$$

Supposons qu'on enlève $a$ degrés, en les envoyant dans la cuvette supérieure ; on supprime dans la cuvette inférieure un volume $aV\gamma$, et le volume restant est :.

$$V - aV\gamma = V(1 - a\gamma)$$

Si la température monte de $n$ degrés, l'augmentation de volume est $V(1 - a\gamma)n\gamma$, qui est plus petite que l'accroissement $Vn\gamma$ qui aurait été constaté, si le volume initial avait été V, de la quantité :

$$Vn\gamma - V(1 - a\gamma)n\gamma = Van\gamma^2.$$

L'indication de la température est donc trop petite de la quantité :

$$\frac{Van\gamma^2}{v} = \frac{Van\gamma^2}{V\gamma} = an\gamma.$$

Adoptons pour $\gamma$ la valeur $\frac{1}{6480} = 0{,}0001544$, et supposons qu'ayant fait rentrer 10° dans la cuvette supérieure, on lise une

(1) 1° Sur la cause commune de la tension superficielle et de l'évaporation des liquides (*Bull. de l'Acad. royale de Belg.*, 3e série, t. XXVI, p. 37-71.

2° Démonstration très simple de la cause commune de la tension superficielle et de l'évaporation des liquides. (*Ann. de la Soc. scientif. de Bruxelles*, t. XVIII, 1re partie, séance de janvier 1894.)

augmentation de 4°, on a : $a = 10$; $n = 4$ et l'erreur est égale à :

$$40 \times 0{,}0001544 = 0°{,}0061,$$

soit un peu plus d'un demi-centième de degré.

W. LOUGUININE. — Étude sur les chaleurs latentes de vaporisation des acétones de la série grasse, de l'octane, du décane et de deux éthers de l'acide carbonique. (*C. R.*, t. CXXI, p. 556).

L'auteur a déterminé les chaleurs latentes de vaporisation et les points d'ébullition d'un certain nombre de substances, ainsi que la valeur de l'expression $\frac{MS}{T}$ (Trouton), où M désigne le poids moléculaire; S, la chaleur latente; et T, la température absolue d'ébullition sous la pression normale.

| Nom de la substance | Point d'ébullition pour $H_0 = 76$ c/m | Chaleur latente de vaporisation | Valeur de $\frac{MS}{T}$ |
|---|---|---|---|
| Acétone dipropylique........ | 143°,90 | $75^{cal}$,94 | 20,76 |
| Acétone méthylbutyrique..... | 127 61 | 82 91 | 20,70 |
| Acétone diéthylique......... | 102 46 | 90 54 | 20,74 |
| Acétone méthylisopropylique. | 94 04 | 88 67 | 20,78 |
| Acétone méthyléthylique..... | 79 54 | 103 44 | 21,13 |
| Décane..................... | 159 45 | 60 83 | 19,98 |
| Octane normal.............. | 124 9 | 70 92 | 20,32 |
| Éther diéthylique............ | 125 28 | 72 8 | 21,53 |
| Éther diméthylique.......... | 90 30 | 87 87 | 21,76 |

Ce tableau comprend trois groupes de corps; pour chacun d'eux la valeur du rapport $\frac{MS}{T}$ est sensiblement la même. D'où le moyen de déterminer en fonction de la constante d'un des groupes, les valeurs de la chaleur latente de vaporisation, connaissant le poids moléculaire, et de la température d'ébullition de la substance.

R. DONGIER.

---

H. EBERT. — On the electromagnetic nature of solar radiation and on a new determination of the temperature of the sun (Sur la nature électromagnétique de la radiation solaire et sur une nouvelle détermination de la température du soleil); *The Astrophysical Journal*, t. II, p. 55, 1896.

D'observations sur la radiation des corps noirs faites entre les températures absolues de 373° et 1.088°, M. Rubens a déduit la formule

empirique suivante, qui donne la température absolue T en fonction de la longueur d'onde λ correspondant au maximum d'énergie dans le spectre

$$\lambda \sqrt{T} = 123.$$

λ étant exprimé en microns.

Donnant à λ la valeur 0,6, qui correspond au maximum d'énergie dans le spectre solaire (Langley), on trouve pour T, en nombres ronds, 40.000° centigrades.

Pour justifier l'assimilation à un corps noir de la portion du soleil dont la radiation nous parvient, M. Ebert fait intervenir les propriétés des radiations électromagnétiques très amorties. D'après lui, la radiation solaire émane principalement d'une couche d'hydrogène très condensée, dont les molécules vibrent électriquement.

E. Bouty.

---

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

### Annales de chimie et de physique

7e série, t. VII; mars 1896.

F. Perreau. — *Étude expérimentale de la dispersion et de la réfraction des gaz*, p. 289.

H. Lescœur. — *Recherches sur la dissociation des hydrates salins et des composés analogues*, p. 416.

Avril 1896.

R. Blondlot. — *Détermination expérimentale de la vitesse de propagation d'un trouble électromagnétique*, p. 442.

A. Hurion. — *Sur la polarisation de la lumière diffusée par les milieux troubles. Application à la polarisation atmosphérique*, p. 456.

L. Houllevigue. — *De l'influence de l'aimantation sur les phénomènes thermo-électriques*, p. 495.

H. Moissan et H. Gautier. — *Détermination de la chaleur spécifique du bore*, p. 568.

Perot. — *Note sur mon mémoire sur la mesure des densités des vapeurs saturées*, p. 574.

7e série, t. VIII; mai 1896.

H. Parenty. — *Sur le débit des gaz parfaits et de la vapeur d'eau sous pression, à travers des orifices*, p. 5.

## Philosophical Magazine

5e série, t. XLI ; mars 1896.

E. TAYLOR JONES. — *Sur la force d'arrachement magnétique*, p. 153.

A.-M. MAYER. — *Recherches d'acoustique*, p. 168.

W. NERNST et R. ABEGG. — *Sur le point de congélation des solutions étendues*, p. 196.

J.-D. EVERETT. — *Sur les sons résultants*, p. 199.

F.-Y. EDGEWORTH. — *Sur la loi composée des erreurs*, p. 207.

R.-S. COLE. — *Méthodes graphiques pour les lentilles*, p. 216.

J. ELSTER et H. GEITEL. — *Etude électro-optique de la lumière polarisée*, p. 218.

A. RIGHI. — *Sur la production des phénomènes électriques par les rayons Röntgen*, p. 230.

AVRIL 1896.

SVANTE ARRHENIUS. — *Influence de l'acide carbonique de l'air sur la température du sol*, p. 237.

J.-G. MAC GREGOR. — *Sur le calcul de la conductibilité de mélanges d'électrolytes*, p. 276.

A.-W. WITKOWSKI. — *Propriétés thermodynamiques de l'air*, p. 288.

J.-A. FLEMING et G.-E. PETAVEL. — *Etude analytique de l'arc produit par un courant alternatif*, p. 315.

W.-RAMSAY. — *Détermination des hautes températures avec le meldomètre*, p. 360.

W.-H. EVERETT. — *Le champ magnétique d'une bobine cylindrique*, p. 367.

A.-L. CLARK. — *Méthode pour déterminer l'angle de calage*, p. 369.

F.-L.-O. WADSWORTH. — *Notes sur la méthode de M. Burch pour tracer les hyperboles*, p. 372.

R.-H. WOOD. — *Double machine électrique à mercure*, p. 378.

MAI 1896.

L. NATANSON — *Sur les lois des phénomènes irréversibles*, p. 385.

J.-SHIELDS. — *Procédé mécanique pour effectuer les corrections de température des baromètres*, p. 406.

J.-H. REEVES. — *Addition au pont de Wheatstone pour la détermination des faibles résistances*, p. 414.

R. W. WOOD. — *Sur le spectre d'absorption de solutions d'iode et de brome au dessous de la température critique*, p. 423.

J. ELSTER et H. GEITEL. — *Déperdition de l'électricité positive facilitée par la lumière*, p. 437.

T. MIZUNO. — *Emploi d'un réseau des feuilles d'étain pour mettre en évidence les ondes électriques*, p. 445.

J. TROWBRIDGE. — *Carbone et oxygène dans le soleil*, p. 450.

H. NAGAOKA et E. TAYLOR JONES. — *Sur les effets de déformation magnétique dans l'électrostriction*, p. 454.

## Wiedemann's Annalen

T. LVII, n° 3, 1896.

J. Elster et H. Geitel. — *Influence de la lumière sur la forme de la décharge d'une machine à influence*, p. 401.

E. Aschkinass. — *Changements de résistance par l'illumination électrique*, p. 408.

J.-von Geitler. — *Mode de vibration dans des producteurs complexes d'ondes de Hertz*, p. 412.

V.-von Lang. — *Expérience d'interférence avec les ondes électriques*, p. 430.

H. Pflaum. — *Sur un appareil de Crookes*, p. 443.

E. Wiedemann et G.-C. Schmidt. — *Fluorescence des vapeurs de potassium et de sodium et importance de ce fait pour l'astrophysique*, p. 447.

E. Wiedemann et G.-C. Schmidt. — *Décharges électriques dans les vapeurs métalliques raréfiées*, p. 454.

L. Zehnder. — *Une règle mnémotechnique générale pour la fixation des directions dans les champs électromagnétiques*, p. 459.

W. Holtz. — *Vieille expérience analogue aux expériences avec les rayons de Röntgen*, p. 462.

P. Beck. — *Théorie de Föpl relative au magnétisme rémanent*, p. 464.

F.-V. Hefner-Alteneck. — *Appareil pour l'observation et la démonstration de petites variations de pression (variomètre)*, p. 468.

M. Tœpler. — *Sur les observations d'ondes aériennes*, p. 472.

E. Zermalo. — *Sur une loi de la dynamique et la théorie mécanique de la chaleur*, p. 485.

E.-H. Loomis. — *Sur le point de congélation de dissolutions aqueuses étendues*, p. 495.

E.-H. Loomis. — *Réponses à quelques objections qui ont été opposées à ma méthode de mesure du point de congélation de dissolutions étendues*, p. 521.

F. Schött. — *Constitution intérieure et propriétés optiques des photographies de Lippmann dans les couleurs naturelles*, p. 533.

R. Konig. — *Sur la question de l'influence de la différence de phase sur le timbre*, p. 555.

F. Wittenbauer. — *Théorie des tensions élastiques et des lignes sans tension*, p. 567.

N° 4, 1896.

D.-W. Murphy. — *Méthode pour vérifier les formules de Fresnel en tant qu'elles dépendent de l'angle d'incidence et de la couleur de la lumière*, p. 593.

P. Glan. — *Recherches théoriques sur les corps élastiques et la lumière*, p. 604.

D. A. Goldhammer. — *Quelques remarques sur la nature des rayons X*, p. 635.

R. Zsigmondy. — *Sur l'absorption de la chaleur rayonnante par les liquides*, p. 639.

G. Helm. — *Sur l'énergétique*, p. 646.

C. Stumpf. — *Sur l'étude des harmoniques supérieurs*, p. 660.

C. Christiansen. — *Recherches expérimentales sur l'origine de l'électricité de contact*, p. 682.

Ad. Heydweiller. — *Sur l'emploi du téléphone pour la mesure des constantes diélectriques*, p. 694.

H. Luggin. — *Deux nouvelles recherches sur la polarisation des membranes métalliques minces. Réponse à M. Arons*, p. 700.

F. Streintz. — *Polarisation et résistance d'une pile*, p. 711.

K. Domalip et F. Kolacek. — *Études sur la résonance électrique*, p. 731.

O. Grotrian. — *Sphère de fer dans un champ magnétique homogène. Recherche expérimentale*, p. 751.

L. Boltzmann. — *Réponse aux observations sur la théorie de la chaleur de M. E. Zermelo*, p. 773.

K. L. Schaefer. — *Recherches sur la variation de l'intensité du son avec la distance*, p. 785.

---

# TABLE DES MATIÈRES.

## MAI 1896.



Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

*Le Gérant :* J. Deslis.

# JOURNAL DE PHYSIQUE

## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

---

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — JUIN 1896.**

---

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Brisse**, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Ch. Brisse, *Administrateur du Journal*, rue Vauquelin, n° 18, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-quatre premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, 1895, se vendent séparément ........................................................ 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

*Prix pour un an* (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale .................. 15 fr.
Autres pays ........................................................ 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

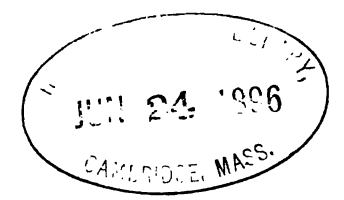
Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

---



(*Voir* la suite page 3.)






## RECHERCHES SUR L'ABSORPTION ET LA DISPERSION DE LA LUMIÈRE PAR LES MILIEUX DOUÉS DU POUVOIR ROTATOIRE [1];

Par M. A. COTTON.

Dans un grand nombre de cristaux, le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire, qui se propagent avec des vitesses différentes, sont inégalement absorbés: c'est le phénomène de *dichroïsme*, trouvé tout d'abord par Biot dans la tourmaline. Or, dans un milieu doué du pouvoir rotatoire, il y a aussi deux sortes de rayons, un rayon circulaire droit et un rayon circulaire gauche, qui se propagent avec des vitesses différentes; et l'on voit aussi, dans quelques cas, un rayon se dédoubler nettement, en traversant un milieu actif, en deux rayons polarisés circulairement et de sens inverses.

Si l'on rapproche cette double réfraction circulaire de la double réfraction cristalline, on constate, entre les deux ordres de phénomènes, la plus grande analogie. Il est alors naturel de se demander s'il n'existe pas des corps actifs *absorbant inégalement un rayon droit et un rayon gauche.*

Telle est la question que je me suis posée au début de ces recherches; j'ai eu en effet la bonne fortune de trouver, parmi les solutions des tartrates colorés, quelques liquides où les absorptions des deux sortes de rayons sont nettement différentes. Je diviserai en trois parties le résumé de ce travail:

Dans une première partie, j'étudierai directement l'inégalité d'absorption, et par des procédés qualitatifs, et par des mesures photométriques;

Dans une seconde partie, je décris une méthode expérimentale, fondée sur un *procédé très sensible pour déceler une vibration elliptique très aplatie.* Cette méthode permet de mesurer, avec le même appareil et pour la même radiation, prise dans le spectre, le pouvoir rotatoire et l'inégalité d'absorption, quand elle existe;

Enfin, la troisième partie est consacrée aux résultats de ces mesures, à l'interprétation de ces résultats et à diverses conséquences qu'on peut en déduire.

---

(1) Résumé d'une thèse de doctorat qui paraîtra *in extenso* dans les *Annales de Chimie et de Physique.*

**Première partie. — Inégalité d'absorption.**

I. — Étude qualitative. — *Appareil.* — Pour rechercher si un rayon droit et un rayon gauche sont inégalement absorbés, la méthode la plus naturelle consiste à réaliser deux faisceaux égaux polarisés circulairement en sens inverses, et à voir si leur égalité persiste après le passage dans le milieu actif. On peut imaginer dans ce but un grand nombre de dispositifs. Celui qui m'a servi le plus souvent consiste à placer dans un faisceau monochromatique polarisé une lame cristalline *quart d'onde*, formée de deux parties juxtaposées dont les axes sont à angle droit, et inclinés de 45° sur la direction primitive des vibrations [1]. Dans l'appareil représenté

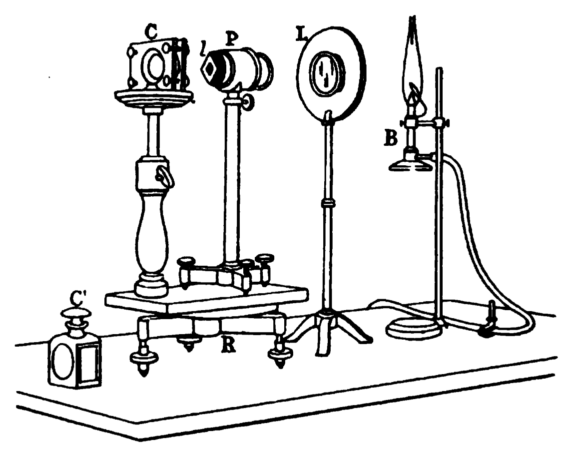



Fig. 1.

(*fig.* 1), la lame *l* est fixée sur une plaque qui peut tourner dans la monture du nicol polariseur P : des repères espacés de 45° tracés sur le pourtour suffisent pour régler son orientation. Le faisceau lumineux est fourni par un brûleur à sodium B, dont la flamme est vers le foyer d'une lentille L. On regarde à travers la cuve C renfermant le liquide étudié en mettant au point sur la lame, si la ligne de jonction des deux parties de la lame est horizontale ; la partie supérieure

[1] De telles lames ont été utilisées déjà, par exemple par M. Mascart (*Journal de Physique*, 1872-1873).

envoie par exemple de la lumière circulaire droite; la partie inférieure, de la lumière gauche. Les deux plages lumineuses à comparer sont identiques et contiguës.

*Observation sur des solutions de tartrates colorés.* — Avec certaines solutions actives placées dans la cuve C, on observe très nettement une différence d'intensité entre les deux plages.

Voici comment on peut préparer un liquide pour lequel, sous une épaisseur de 1 centimètre, cette différence atteint presque le quart de la valeur moyenne des intensités, le rayon droit étant le plus absorbé. On mélange deux solutions concentrées et chaudes, contenant l'une 10 grammes de tartrate neutre de potassium, l'autre $0^{gr},75$ de bichromate de potassium, et on abandonne le mélange à lui-même. La liqueur jaune devient brune, puis verte. Au bout de quelques heures, on ajoute de l'eau distillée au liquide refroidi, jusqu'à ce que le volume total soit de 100 centimètres cubes.

Voici un autre liquide au travers duquel le rayon gauche est le plus absorbé : On dissout 2 grammes de tartrate de cuivre pur (1), dans 100 centimètres cubes d'eau distillée renfermant 2 grammes de potasse ou de soude caustique. On obtient ainsi une liqueur bleu clair dont on remplit une cuve à faces parallèles de 2 à 3 centimètres d'épaisseur.

On peut montrer de plusieurs façons que l'inégalité d'éclat des deux plages est bien due à la différence de sens des rayons circulaires. Les aspects des deux plages s'intervertissent lorsqu'on change le sens des vibrations, soit en interposant une lame *demi-onde*, soit en utilisant le changement de sens produit par une réflexion (sous une incidence presque normale). On observe le même changement lorsqu'on remplace le tartrate utilisé par le corps symétrique obtenu en partant de l'acide tartrique *gauche* de Pasteur. J'ai fait cette vérification avec la solution de tartrate de cuivre, qui peut être préparée avec de petites quantités d'acide gauche. Avec la solution de racémate de cuivre, préparée de la même manière, on n'observe aucune différence d'éclat entre les deux plages.

*Observation à la lumière blanche.* — Si l'on remplace la lumière jaune du brûleur par la lumière blanche d'un bec de gaz ordinaire, on voit les deux plages se colorer de teintes différentes. On le voit

---

(1) Pour préparer le tartrate de cuivre, on précipite une solution, par exemple, à 10 0/0 d'acétate de cuivre, par une solution, au même titre, d'acide tartrique. Il se précipite lentement une poudre bleu clair, formée de tout petits cristaux qu'on lave soigneusement à froid et qu'on dessèche.

nettement avec la solution de chrome citée plus haut, en la prenant sous une épaisseur plus grande (5 centimètres par exemple), la plage qui envoie des rayons droits est alors rose; celle qui envoie des rayons gauches, d'un vert blanchâtre. En rapprochant cette expérience de l'observation, à travers un cristal dichroïque, des deux images données par un spath, on peut employer le mot de *dichroïsme circulaire* pour caractériser la propriété que possèdent ces liquides.

*Modifications à la lumière naturelle.* — La lumière naturelle est modifiée en traversant ces liquides; elle renferme à la sortie plus de lumière circulaire droite, par exemple, que de lumière circulaire gauche.

Le double polariseur circulaire décrit précédemment peut servir à le montrer : On sait, en effet, que, si on retourne bout pour bout un polariseur circulaire, on en fait un analyseur qui laisse passer un rayon circulaire de même sens. Or, si l'on retourne l'appareil précédent (*fig.* 1), qui est disposé dans ce but sur une plate-forme tournante R, de façon que la lumière traverse d'abord la cuve C, puis la lame *l* et le nicol P, on constate, en regardant la lame à travers le nicol, que les deux plages ont exactement le même aspect que dans la première position de l'appareil. Avec le sel de chrome par exemple, la plage supérieure est encore la plus sombre, et, en lumière blanche, on a les mêmes colorations.

On voit que ces liquides polarisent circulairement, en partie du moins, la lumière naturelle. Si on en trouve qui possèdent à un degré très élevé ce dichroïsme circulaire, on pourra s'en servir pour obtenir, sans autre appareil, de la lumière circulaire.

Peut-être cette *tourmaline des circulaires* se rencontrera-t-elle parmi les *cristaux* doués du pouvoir rotatoire ayant une coloration propre ou artificielle.

II. — Mesures photométriques. — Il résulte des expériences précédentes que deux vibrations circulaires inverses, primitivement égales, ont, à la sortie des liquides étudiés, des amplitudes différentes $d$, $g$. On verra plus loin comment une méthode indirecte permet de déterminer le rapport $\frac{d}{g}$, de savoir par suite de quelle fraction de leur valeur moyenne diffèrent ces amplitudes. C'est cette méthode que j'ai appliquée surtout, car ce sont les absorptions relatives que je voulais étudier et comparer avec le pouvoir rotatoire.

Mais on peut se proposer de déterminer directement les quantités

$d$, $g$ elles-mêmes, c'est-à-dire de connaître l'absorption d'un rayon droit et d'un rayon gauche; j'ai mesuré directement ces deux quantités, pour la solution de chrome citée plus haut, par des opérations photométriques.

Je n'indiquerai ici que le principe de l'appareil employé.

Dans les mesures de pouvoir absorbant, on amène à l'égalité deux faisceaux lumineux A, B, dont l'un B traverse le corps absorbant. Le rapport entre les intensités de A et de B ne doit pas changer lorsqu'on ne touche pas aux appareils de compensation. La meilleure manière de remplir cette condition consiste à emprunter les deux faisceaux à un même faisceau primitif, par exemple à partager en deux parties un faisceau d'intensité uniforme.

Or, dans le cas actuel, un des faisceaux doit être polarisé circulairement, et de préférence avec un parallélépipède de Fresnel, puisque cet instrument constitue un *quart d'onde* sensiblement exact pour toute l'étendue du spectre visible. Je me suis servi précisément de ce parallélépipède pour effectuer le dédoublement du faisceau. Un faisceau de lumière parallèle, polarisé par un nicol, traverse un diaphragme dont un parallélépipède de Fresnel $P_1$ recouvre la moitié. Tandis qu'une partie A du faisceau continue sa route, l'autre B est rejetée latéralement et en même temps polarisée circulairement. Elle traverse alors le corps absorbant, puis un second parallélépipède $P_2$, pareil au premier, qui ramène le faisceau B dans sa direction primitive et qui rétablit la polarisation rectiligne.

Les vibrations correspondantes aux deux faisceaux sont rectangulaires et ont des amplitudes différentes $a$, $b$. Pour avoir le rapport $\frac{b}{a}$, il suffit de disposer un nicol sur le trajet du faisceau et de le faire tourner de façon à amener l'égalité.

Le faisceau B n'est pas seulement affaibli par son passage dans le liquide absorbant ; il l'est aussi par son passage dans les parallélépipèdes et par les diverses réflexions (y compris les réflexions sur les faces de la cuve). Pour éliminer cette influence, j'ai fait la mesure avec deux épaisseurs différentes du liquide absorbant, et j'ai appliqué, pour la variation de l'amplitude avec l'épaisseur, la loi exponentielle représentée par les relations:

$$d = l^{-\delta z},$$
$$g = l^{-\gamma z}.$$

*Résultats.* — J'ai appliqué cette méthode à l'étude d'une solution renfermant, dans 100 centimètres cubes, 10 grammes de sel obtenu en évaporant la solution de chrome et de potassium dont le mode de préparation a été indiqué précédemment. J'ai déterminé l'absorption d'un rayon droit et celle d'un rayon gauche, pour la lumière jaune du sodium [1].

Voici les résultats que j'ai déduits des mesures faites sous deux épaisseurs :

Une vibration circulaire d'amplitude 1 n'a plus, à la sortie d'un centimètre du liquide, qu'une amplitude égale à 0,088, si elle est *gauche ;* elle n'a qu'une amplitude égale à 0,077, si elle est *droite*. Le rapport des amplitudes est égal à 0,87.

Pour en déduire la valeur des *intensités*, il suffit d'élever au carré les nombres précédents. L'intensité primitive étant prise pour unité, l'intensité d'un rayon gauche est, à la sortie du liquide, égale à 0,0077 ; celle d'un rayon droit, à 0,0059 ; et le rapport des intensités est 0,76.

On voit que les deux rayons sont fortement absorbés, mais la valeur trouvée pour le rapport explique la différence très nette entre l'éclat des deux plages, constatée avec le double polariseur circulaire.

*Autres expériences photométriques.* — Les expériences précédentes permettent de calculer les coefficients $\delta$, $\gamma$ des formules précédentes (coefficients d'absorption) ; si on cherche le rapport entre ces deux coefficients, on trouve :

$$\frac{\gamma}{\delta} = 0,94.$$

Or, un dispositif très simple permet de mesurer directement ce rapport. Reprenons le double polariseur décrit plus haut et supposons qu'en regardant à travers le liquide la plage supérieure apparaisse plus sombre. Plongeons dans le liquide, tout contre la paroi de la cuve voisine du quart d'onde, une lame de verre à faces parallèles; cette lame réduit l'épaisseur du liquide traversé, et la portion correspondante de la plage paraît plus claire. Amenons le bord inférieur de la lame à coïncider avec la ligne de jonction des deux micas : on conçoit que son épaisseur puisse être telle que les deux plages,

---

(1) Cette méthode convient surtout pour des corps très absorbants. La mesure ressemble tout à fait à une mesure polarimétrique.

après son interposition, paraissent d'égale intensité. Si cette condition est remplie, et si l'on désigne par $x$, $y$ les épaisseurs traversées respectivement par les rayons droits et par les rayons gauches, on aura la relation :

$$e^{-\delta x} = e^{-\gamma y}$$

ou :

$$\frac{\gamma}{\delta} = \frac{x}{y},$$

de sorte qu'on a ainsi immédiatement le rapport cherché.

Au lieu de chercher par tâtonnements une lame de verre d'épaisseur convenable, j'ai fixé sur la face d'entrée de la cuve une lame de verre choisie une fois pour toutes, et j'ai placé, à la suite de cette première cuve, une seconde cuve d'épaisseur variable. Je faisais varier cette épaisseur jusqu'à ce que les deux plages parussent identiques.

J'ai trouvé, par ce dispositif, qui donne à un centième près le rapport $\frac{\gamma}{\delta}$, la même valeur que par l'autre procédé.

Ce dispositif permet, en outre, de répondre à une question importante.

Supposons que nous retournions bout pour bout tout l'appareil, de manière que le faisceau lumineux traverse d'abord la cuve. Si l'égalité établie entre les intensités des deux plages persiste dans ces conditions, c'est que le *rapport* des deux coefficients d'absorption $\gamma$, $\delta$ est le même, que les deux rayons droit et gauche soient séparés ou qu'ils voyagent ensemble. C'est ce que j'ai constaté.

En plaçant, dans la première cuve un liquide coloré inactif, j'ai constaté, en outre, que la *différence* entre ces deux coefficients était la même dans les deux cas. On peut donc conclure de ces expériences que l'absorption d'un rayon circulaire droit, par exemple, est la même, quand ce rayon est seul et quand il est accompagné d'un rayon gauche.

III. — Application de l'inégalité des absorptions. — L'absorption inégale d'un rayon droit et d'un rayon gauche, que nous venons d'étudier directement, peut aussi être étudiée en examinant les actions diverses que la lumière produit sur les corps, en particulier les actions chimiques. Un rayon droit et un rayon gauche, inégalement absorbés, auront des actions qui différeront au moins par l'intensité.

Deux corps symétriques, l'un droit, l'autre gauche, ne seront pas décomposés également par un faisceau polarisé circulairement de sens déterminé, qu'ils absorberaient inégalement.

On est ainsi conduit à essayer de dédoubler soit un racémique, soit un mélange inactif par compensation, tels que ceux qu'on obtient par les procédés de synthèse chimique, en choisissant un corps altérable à la lumière et en l'attaquant par de la lumière circulaire de sens déterminé ; j'ai entrepris des expériences dans cette voie, en profitant de ce que la lumière décompose les solutions de tartrate de cuivre, dont j'ai signalé les propriétés.

(*A suivre.*)

---

## ÉLECTROSTATIQUE NON FONDÉE SUR LES LOIS DE COULOMB. FORCES AGISSANT SUR LES DIÉLECTRIQUES NON ÉLECTRISÉS;

Par M. H. PELLAT.

### I

Quand Newton eut déduit des lois de Képler les lois de l'attraction universelle, il a énoncé celles-ci en disant : *Tout se passe comme si les corps célestes s'attiraient suivant la droite qui joint leur centre,* etc. Le grand savant anglais indiquait par là même qu'il ne croyait nullement à une attraction réelle s'exerçant à distance entre les astres, et qu'il donnait seulement une équivalence mathématique des actions produites dans le champ où ils se meuvent. Peu à peu on a négligé dans l'énoncé des lois cette prudente réserve, et l'on a pris l'habitude de parler de forces *agissant à distance.* Rien pourtant ne paraît plus impossible à concevoir que des forces agissant à distance entre deux corps sans intermédiaire.

Mais il y a plus : cette équivalence mathématique des actions réelles, exprimée par les lois de Newton ou par celles de Coulomb concernant le magnétisme et l'électricité, peut cesser d'être exacte si l'on se place dans d'autres conditions que celles où les phénomènes ont été étudiés. C'est ce qui a lieu pour les lois de Coulomb relatives à l'électricité : tant que le diélectique dans lequel sont noyés les corps électrisés est homogène, ces lois ont toujours conduit à des conséquences parfaitement vérifiées par l'expérience; mais si, dans le champ électrique, existent divers diélectriques de nature différente,

ces lois ne sont plus applicables. On a essayé de se servir encore des lois de Coulomb dans ce cas, en imaginant des masses électriques *fictives* (couches de polarisation, par exemple), fictives en ce sens qu'elles échappent à une détermination expérimentale directe, et qu'elles ne doivent pas figurer dans l'expression $\frac{1}{2}\sum MV$ de l'énergie électrique, sous peine de fournir une expression inexacte de cette énergie et de conduire à des conséquences démenties par l'expérience. C'est donc un procédé dangereux ; en outre, il est à peu près stérile.

Maxwell a montré qu'il y avait une équivalence mathématique entre les conséquences des lois de Coulomb et les conséquences qu'on peut déduire de l'idée que le diélectrique, dans un champ électrique, est le siège de forces de tension suivant les lignes de force et de pression, suivant les directions normales à ces lignes, *quand le diélectrique est homogène*, remplaçant ainsi l'idée inadmissible de forces à distance, par l'idée parfaitement acceptable d'une action de milieu. Mais, depuis, on a voulu voir une réalité dans ces forces de tension et de pression, et on a cherché leur effet, non à l'intérieur d'un diélectrique homogène, où elles sont difficiles à mettre en évidence, puisqu'elles se font mutuellement équilibre au moins pour les corps incompressibles, mais à la surface de séparation de deux diélectriques, de nature différente où leur résultante n'est plus nulle et peut produire le mouvement de la matière. Or, en procédant ainsi, on fait une hypothèse, puisque l'équivalence n'est établie que pour le cas d'un diélectrique homogène. Quoique les conséquences tirées de cette hypothèse, en ce qui concerne la surface de séparation de deux diélectriques, ne soient pas démenties par les expériences faites jusqu'ici, il ne s'ensuit pas que l'existence des tensions et des pressions dans le milieu électrique soit une réalité : M. H. Poincaré (*Électricité et Optique*, §§ 79, 80, 82, 83 et 84) a montré que cette hypothèse n'était pas nécessaire pour expliquer les phénomènes électrostatiques par des actions de milieu, et qu'elle ne pouvait être acceptée qu'en la modifiant.

Pour exposer l'électrostatique, il m'a paru plus sage de laisser de côté toute hypothèse et de l'édifier sur des bases expérimentales, comme on le fait habituellement, du reste, quand on part des lois de Coulomb, mais en élargissant ces bases, de façon à comprendre dès le début le cas de plusieurs diélectriques placés dans le champ et en

laissant, par conséquent, de côté les lois de Coulomb, puisqu'elles sont inapplicables dans ce cas; tel a été l'objet d'un mémoire qui a paru dans les *Annales de Chimie et de Physique*, le 1er mai 1895. Les expériences, en petit nombre, sur lesquelles je m'appuie sont des expériences bien connues, la plupart tout à fait classiques; je me suis appuyé, en outre, sur les principes de la thermodynamique et sur trois principes spéciaux à l'électricité, qui sont d'ordre expérimental, comme les principes de la dynamique ou ceux de la thermodynamique, et qui paraissent tellement évidents que deux d'entre eux, au moins, ont presque toujours été admis implicitement jusqu'ici.

La marche suivie est, du reste, tout aussi simple que celle fondée sur les lois de Coulomb, et je pense qu'elle pourra prendre facilement place dans l'enseignement; c'est pourquoi j'ai donné une forme presque didactique au mémoire, en reproduisant plusieurs fois des démonstrations très connues, quand cela m'a paru nécessaire à l'intelligence de l'ensemble.

On arrive ainsi aux relations habituelles, mais généralisées par l'introduction du pouvoir inducteur spécifique, qui caractérise le milieu diélectrique considéré, et à des relations relatives aux diélectriques en partie nouvelles, en partie connues déjà, mais déduites alors jusqu'ici de théories hypothétiques.

## II

Nous allons donner ici quelques indications sommaires sur la marche suivie en renvoyant au mémoire précité pour plus de détail.

Au début, une *quantité d'électricité* est définie comme une grandeur, au moyen de l'expérience classique du cylindre de Faraday :

1° Deux corps sont dits avoir la même *quantité d'électricité* (ou même *charge*) quand, introduits successivement dans le cylindre de Faraday, l'aiguille de l'électromètre, qui communique avec lui, donne la même indication ;

2° Un corps A est dit avoir une charge $n$ fois plus grande que celle d'un corps B quand, introduit seul dans le cylindre de Faraday, l'aiguille donne la même indication que pour $n$ corps de même charge que B introduits simultanément. Du cas de $n$ entier, on passe aisément au cas de $n$ fractionnaire ou incommensurable ;

3° Un corps A électrisé positivement est dit avoir la même charge

en valeur absolue qu'un corps B électrisé négativement quand, A et B étant introduits simultanément dans le cylindre, la déviation de l'aiguille reste nulle.

En considérant comme des grandeurs positives et négatives les charges des corps électrisés positivement ou négativement, la loi de la conservation de l'électricité s'énonce ainsi :

« Quelles que soient les modifications mécaniques, physiques, chimiques, etc., qu'éprouve un système isolé, au point de vue électrique, la somme algébrique des charges électriques des diverses parties du système reste constante. »

Le cylindre de Faraday permet la vérification de cette loi dans tous les cas particuliers qu'on peut imaginer.

L'expérience prouve qu'un petit corps électrisé C, placé en un point déterminé A d'un champ électrique, y est soumis à une force dont la direction ne dépend pas de C, dont le sens change suivant que C est électrisé positivement ou négativement, et dont l'intensité est proportionnelle à la charge de C ; d'où la définition suivante : *la direction et le sens du champ en un point* A sont la direction et le sens de la force agissant sur un petit corps C, électrisé positivement, placé en A ; le quotient de cette force par la charge du corps C est l'*intensité du champ* en A.

Les lignes de force, les tubes de force se définissent ensuite à la façon habituelle.

Les propriétés bien connues des *écrans électriques* montrent que l'électrisation et le champ sont nuls à l'intérieur d'un conducteur homogène en équilibre électrique. Mais il peut ne pas en être ainsi à l'intérieur d'un conducteur hétérogène : en séparant normalement un disque de cuivre et un disque de zinc appliqués l'un contre l'autre, on les trouve légèrement électrisés; or, comme ce n'est pas la séparation normale qui a pu produire l'électrisation, il faut en conclure que les disques de cuivre et de zinc, au contact, formaient un conducteur hétérogène, électrisés à son intérieur dans le voisinage de la surface commune au cuivre et au zinc. Ces phénomènes, et bien d'autres, montrent l'action de la matière sur l'électricité, c'est-à-dire l'existence des forces appelées *pondéro-électriques*. Elles viennent compliquer l'énoncé des phénomènes électrostatiques, si l'on veut que ces énoncés soient rigoureux. Dans bien des cas, il est vrai, on

peut les négliger; mais il n'en est pas toujours ainsi, dans les piles, par exemple, où elles jouent un rôle capital. Il faut donc en tenir compte en général; c'est ce qui a été fait.

La dernière des lois expérimentales sur laquelle je m'appuie est la loi de Faraday.

« La quantité d'électricité qui se développe sur la surface interne d'une enveloppe conductrice fermée est égale et de signe contraire à la somme algébrique des quantités d'électricité contenues à l'intérieur de l'enceinte. »

Cette loi se démontre aisément au moyen du cylindre de Faraday.

Arrivons maintenant à la définition de quelques grandeurs électriques.

On déduit des principes de la thermodynamique que, dans l'état d'équilibre électrique, le travail des forces électriques prises seules (et non le travail de l'ensemble des forces électriques et pondéro-électriques) agissant sur un petit corps électrisé C, est nul quand ce corps décrit une ligne fermée dans un champ électrique; le travail W des forces électriques seules agissant sur C, quand il voyage d'un point A à un point B du champ, ne dépend donc pas du chemin parcouru pour aller de A à B; en outre, comme ce travail est proportionnel à la charge $m$ du point C, le quotient par $m$ ne dépend que de la position des deux points A et B du champ et nullement des propriétés du point C; par définition, c'est ce quotient $\frac{W}{m}$ qui est pris pour l'*excès de potentiel* du point A sur le point B. Le potentiel n'est ainsi défini que dans l'état d'équilibre, les forces électriques ne dérivant pas toujours d'un potentiel dans le cas où l'électricité est en mouvement.

On déduit de là les relations connues qui existent entre les dérivées du potentiel V par rapport aux coordonnées d'un point du champ et les composantes X, Y et Z du champ,

$$\left(X = -\frac{\partial V}{\partial x}, \qquad Y = -\frac{\partial V}{\partial y}, \qquad Z = -\frac{\partial V}{\partial z}\right),$$

la perpendicularité des lignes de force aux *surfaces équipotentielles*,

et de nombreuses autres conséquences qui aboutissent à la mesure en valeur relative des différences de potentiel.

La *densité électrique superficielle* $\mu$ est définie expérimentalement au moyen d'un plan d'épreuve d'étendue $s$ et du cylindre de Faraday qui en donne la charge $m$ :

$$\left(\mu = \lim \frac{m}{s}\right)$$

La *densité électrique cubique* $\rho$ est définie aussi en supposant une petite portion du diélectrique électrisé de volume $v$ porté dans le cylindre de Faraday pour mesurer sa charge $m$ :

$$\left(\rho = \lim \frac{m}{v}\right)$$

La *tension électrique* $\tau$ est définie à la façon habituelle :

$$\left(\tau = \lim \frac{f}{s}\right)$$

en désignant par $f$ la force électrique qui agit normalement sur l'étendue $s$ de la surface d'un conducteur.

La définition du *pouvoir inducteur spécifique*, ou *constante diélectrique*, est obtenue de la manière suivante : Considérons deux plateaux conducteurs parallèles A et B à une distance très petite vis-à-vis de leur diamètre. Supposons qu'on puisse détacher la portion centrale $a$ de l'un des plateaux A du reste, qui forme ainsi un anneau de garde $a'$, enfin qu'un écran communiquant avec $a'$ empêche l'électrisation de la face de $a$ qui ne regarde pas B. En établissant une même différence de potentiel entre A et B, détachant $a$ et le portant par un manche isolant dans un cylindre de Faraday, on constate que la charge prise par $a$ dépend de la nature du diélectrique interposé entre A et B. On appelle *pouvoir inducteur spécifique*, ou *constante diélectrique*, le rapport de la charge Q prise par $a$ quand le diélectrique considéré remplit l'intervalle compris entre les plateaux A et B à la charge $q$, prise par $a$ pour la même différence de potentiel quand le vide existe entre les plateaux.

Passons maintenant à l'énoncé des trois principes dont nous avons parlé plus haut.

Le principe de la *superposition des états électriques* est le suivant :

Considérons un système de conducteurs et de diélectriques invariables soustrait à toute action extérieure, les diélectriques ayant un pouvoir inducteur spécifique indépendant de la valeur du champ ; si divers états électriques $E_1$, $E_2$, $E_3$, etc..., de ce système, donnent sur un même petit corps électrisé C, conservant toujours la même charge et placé au même point A du système, des forces $f_1$, $f_2$, $f_3$, etc. ; en plaçant en chaque point du système la somme algébrique des charges correspondant aux états $E_1$, $E_2$, $E_3$, etc. (*états composants*), on obtient un état (*état de superposition*), tel qu'en A la force agissant sur C est la résultante des forces $f_1$, $f_2$, $f_3$, etc.

Le *principe des modifications infiniment lentes* consiste en ce qu'une déformation infiniment lente d'un système électrisé dans laquelle chaque partie homogène à température uniforme des conducteurs conserve la même charge totale, ou bien le transport infiniment lent d'électricité entre conducteurs homogènes et de même nature ne peut donner lieu à aucune création ni destruction de chaleur.

Ces deux principes, presque toujours admis implicitement dans les démonstrations d'électrostatique, sont susceptibles de vérifications expérimentales directes. Le suivant ne peut pas être vérifié directement par l'expérience, mais, outre que toutes ses conséquences sont vérifiées, il apparaît comme nécessaire, quand on envisage les phénomènes électriques comme dus à des actions de milieu, d'où son nom.

Le principe d'*action de milieu* s'énonce ainsi : Une grandeur électrique A (densité superficielle, densité cubique, tension, etc.) a une valeur qui ne peut dépendre que de la valeur du champ et de ses dérivées, par rapport aux coordonnées, au point où l'on considère la grandeur A, ainsi que de la nature du milieu ou des milieux en ce point ou aux points infiniment voisins. Si dans deux états électriques toutes ces grandeurs ou qualités sont les mêmes, on aura pour A la même valeur, quand même, à une distance finie du point où l'on considère la grandeur, les états électriques ou les milieux sont tout différents.

J'ai fait une application continuelle de ce principe à la recherche des relations entre les grandeurs électriques, car, une relation étant

établie dans un cas particulier simple, il permet de montrer que cette relation est générale.

C'est en s'appuyant sur les lois expérimentales précédemment exposées sur ces trois principes et sur les deux principes de la thermodynamique que j'ai pu établir par voie déductive les relations de l'électrostatique. Je me bornerai à indiquer ici l'ordre de ces déductions et les résultats [1].

La densité superficielle $\mu$ est proportionnelle à l'intensité $\psi$ du champ considéré dans le diélectrique à la limite de la couche électrique qui recouvre le conducteur ($\psi = h\mu$).

La tension $\tau$ est proportionnelle au carré de la densité superficielle ($\tau = k\mu^2$).

Les coefficients $h$ et $k$ sont reliés par la relation $h = 2k$, ce qui dispense de conserver $h$ ($\psi = 2k\mu$).

La densité cubique $\rho$ est liée aux composantes X, Y et Z du champ et au potentiel par les relations :

$$2k\rho = \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = -\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right) = -\Delta V \partial y^2.$$

C'est la relation de Poisson généralisée.

Pour définir les unités des grandeurs électriques, il convient de partir de la tension $\tau = \lim \frac{f}{s}$, qui, ne dépendant que des unités mécaniques et géométriques (dyne et centimètres carrés dans le système C. G. S.), a son unité définie par là même.

La densité superficielle $\mu$, étant liée à la tension $\tau$ par la relation $\tau = k\mu^2$, a son intensité définie si on assigne une valeur numérique à $k$ dans le cas où le diélectrique est le vide. Il serait logique de faire $k = 1$; mais, pour ne pas changer la forme des relations auxquelles nous sommes habitués, je prends $k = 2\pi$, de façon à avoir, dans le cas du vide, la relation connue :

$$\tau = 2\pi\mu^2$$

[1] Le lecteur trouvera les démonstrations dans le mémoire précité.

L'unité de densité superficielle étant fixée, l'unité de quantité d'électricité est fixée par la relation $\mu = \frac{m}{s}$ (dans le cas d'une densité $\mu$ constante).

Les définitions de la densité cubique, du champ, du potentiel, déterminent immédiatement leurs unités d'après l'unité d'électricité ainsi fixée.

La définition du pouvoir inducteur spécifique K et la considération des condensateurs plan conduisent aisément à la relation :

$$k = \frac{2\pi}{K}$$

Suivant l'usage, je conserve dans les formules le pouvoir inducteur spécifique K au lieu de $k$ ; les relations déjà établies deviennent ainsi :

$$\tau = \frac{2\pi\mu^2}{K}, \qquad \psi = \frac{4\pi\mu}{K}, \qquad \frac{4\pi\rho}{K} = -\Delta V$$

Les connaissances précédentes suffisent pour établir la théorie de l'électromètre absolu de lord Kelvin, qui permet de mesurer en valeur absolue les différences du potentiel.

Elles suffisent aussi pour calculer la densité superficielle vers le milieu de deux plateaux métalliques parallèles très larges vis-à-vis de leur distance possédant une différence de potentiel déterminée.

La mesure en valeur absolue de celle-ci et la mesure de la distance des plateaux font connaître cette densité en valeur absolue. En détachant une surface d'étendue mesurée de l'une des armatures, comme c'est possible au moyen de l'appareil qui a servi à la définition des pouvoirs inducteurs spécifiques, et en la portant dans le cylindre de Faraday, on pourra graduer cet appareil de façon à connaître en valeur absolue les charges électriques qu'on placera ensuite à son intérieur.

Il convient, pour aller plus loin, de donner la définition du flux d'induction à la façon ordinaire $\left(j = \int K\varphi \cos\omega ds\right)$.

L'application du théorème de Green, ou une autre démonstration plus simple, permet d'établir le théorème de Gauss :

« Le flux d'induction à travers une surface fermée renfermant un diélectrique homogène est égal au produit par $4\pi$ de la quantité d'électricité contenue à l'intérieur de la surface. »

De ce théorème découlent, comme corollaires, les propriétés suivantes des tubes de force :

« Quand un tube de force ne contient à son intérieur qu'un diélectrique non électrisé, le flux d'induction à travers une de ses sections quelconques a toujours la même valeur.

« Sur une même ligne de force d'un pareil tube, le sens du champ est toujours le même, et, par conséquent, le potentiel varie toujours dans le même sens. »

Il est établi ensuite que, de part et d'autre de la surface de séparation de deux diélectriques (1 et 2), les composantes normales ($\varphi_1 \cos \alpha_1$ et $\varphi_2 \cos \alpha_2$) du champ dans chacun des deux milieux sont reliées par la relation :

$$K_1 \varphi_1 \cos \alpha_1 = K_2 \varphi_2 \cos \alpha_2$$

$K_1$ et $K_2$ étant respectivement les pouvoirs inducteurs spécifiques des deux diélectriques. Quant aux composantes tangentielles du champ, elles sont égales entre elles :

$$\varphi_1 \sin \alpha_1 = \varphi_2 \sin \alpha_2$$

et ont même direction et même sens.

Il en résulte que la ligne de force en traversant la surface de séparation se brise en restant dans un plan normal à la surface (*plan d'incidence*) et que les angles $\alpha_1$ et $\alpha_2$ que font les directions des deux parties de la ligne de force avec la normale à la surface sont données par :

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{K_1} = \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{K_2}$$

La première de ces trois relations montre que le flux d'induction ne change pas de valeur en traversant la surface de séparation de deux diélectriques. Cette propriété nous fait voir immédiatement que le théorème de Gauss énoncé plus haut dans le cas d'un diélectrique homogène est encore exact dans le cas d'un diélectrique hétérogène ; il en est donc de même de ses corollaires sur les propriétés des tubes et des lignes de force dans un milieu non électrisé.

Enfin, cette généralisation du théorème de Gauss permet de généraliser encore le théorème de Poisson, et de montrer que, dans le cas

d'un diélectrique hétérogène, cette relation devient :

$$4\pi\rho = \frac{\partial (KX)}{\partial x} + \frac{\partial (KY)}{\partial y} + \frac{\partial (KZ)}{\partial z}$$

Il est important de savoir quelles sont les conditions pour qu'une fonction des coordonnées représente le potentiel aux divers points du champ électrique, dans des conditions données, puisque, cette fonction étant connue, toutes les propriétés du champ s'obtiennent aisément. J'établis qu'il faut, et il suffit que la fonction U des coordonnées satisfasse aux quatre conditions suivantes :

1° Qu'elle soit continue dans tout l'espace occupé par le diélectrique;

2° Qu'elle prenne, sur la surface des conducteurs et sur la surface matérielle ou idéale qui limite le milieu considéré, les valeurs assignées au potentiel;

3° Qu'en traversant la surface de séparation de deux diélectriques (1 et 2), de pouvoirs inducteurs spécifiques $K_1$ et $K_2$, ses dérivées par rapport à la normale *n* à cette surface, et celles par rapport à une direction quelconque S, prise dans le plan tangent à la surface, obéissent aux deux relations :

$$K_1 \left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_1 = K_2 \left(\frac{\partial U}{\partial n}\right)_2 \qquad \text{et} \qquad \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_1 = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_2$$

4° Si le milieu diélectrique n'est pas électrisé (seul cas que j'ai considéré), que la *laplacienne* :

$$\Delta U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}$$

de cette fonction soit nulle partout.

Grâce à ce théorème, quand on soupçonne la forme de la fonction qui représente le potentiel, on peut s'assurer que cette forme est exacte. J'en donne dans le mémoire précité un exemple, utile pour la suite, mais trop long à exposer ici.

Je passe ensuite à la démonstration d'un théorème souvent invoqué :

« Dans des conditions déterminées de potentiel, pour les conducteurs, et de charges électriques, pour les diélectriques, il n'y a qu'un seul état d'équilibre possible. »

C'est alors que j'arrive à la notion d'*énergie électrique;* son expres-

sion bien connue $\frac{1}{2}\sum MV$, qui ne présente un sens net que si le système est enfermé dans une enceinte conductrice est obtenue, après quelques remarques, par la démonstration donnée par MM. Bichat et Blondlot (*Introduction à l'Électricité statique*, p. 79).

On peut, au moyen du théorème de Green, transformer cette expression de l'énergie en la forme bien connue :

$$\frac{1}{8\pi}\int K\varphi^2 dv$$

$\varphi$ représentant l'intensité du champ en un point du diélectrique où le pouvoir inducteur spécifique est K, et l'intégration étant étendue à tout le volume occupé par le diélectrique ([1]).

La notion de *capacité électrique* est présentée dans le cas d'un conducteur placé seul à l'intérieur d'une enceinte conductrice fermée (qui peut être constituée dans la pratique par les murs de la pièce où l'on

---

([1]) Je n'ai pas donné cette transformation dans le mémoire résumé ici. Elle se trouve dans Maxwell, ainsi que dans la plupart des auteurs, qui s'en sont inspirés, mais réduite au cas où le diélectrique est homogène. Elle est aussi exacte et très facile à démontrer dans le cas d'un diélectrique quelconque. Voici cette démonstration, que nous restreindrons, pour plus de simplicité au cas de conducteurs homogènes, pour ne pas avoir à faire intervenir des couches doubles.

Si $m_1, m_2, ..., m_n$ représentent les charges de la partie interne de l'enceinte conductrice et des conducteurs qu'elle renferme, et $\rho$ la densité électrique cubique en un point du diélectrique, on a pour l'énergie électrique W :

$$(1)\qquad W = \frac{1}{2}\sum MV = \frac{1}{2}\sum mV + \frac{1}{2}\int \rho V dv$$

le signe $\int$ s'étendant à tout le diélectrique limité par des surfaces très voisines des surfaces conductrices, mais laissant en dehors d'elles les charges électriques des conducteurs. Or, en vertu de la relation de Poisson généralisée, on a :

$$(2)\qquad W = \frac{1}{2}\sum mV - \frac{1}{8\pi}\int V\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(K\frac{\partial V}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(K\frac{\partial V}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(K\frac{\partial V}{\partial z}\right)\right]dv$$

$$(3)\qquad W = \frac{1}{2}\sum mV - \underbrace{\frac{1}{8\pi}\int KV\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)dv}_{[1]} - \underbrace{\frac{1}{8\pi}\int V\left[\frac{\partial K}{\partial x}\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial K}{\partial y}\frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial K}{\partial z}\frac{\partial V}{\partial z}\right]dv}_{[2]}$$

L'intégrale [1] se transforme, par la formule de Green, de la manière sui-

opère), le milieu diélectrique interposé n'étant pas électrisé. C'est dans ce cas seulement que la charge M du conducteur est proportionnelle à son excès de potentiel V sur l'enceinte ($M = CV$), et que la capacité C est bien définie.

J'établis ensuite que la capacité pour une même forme de l'enceinte conductrice, et une même forme, et une même position du corps conducteur est proportionnelle au pouvoir inducteur spécifique du diélectrique homogène interposé.

Les propriétés des condensateurs et le calcul de la capacité électrique dans quelques cas simples suivent naturellement.

La fin du mémoire est consacrée aux forces qui agissent sur un diélectrique non électrisé, placé dans un champ électrique. Ces propriétés seront développées dans un prochain article, où seront exposées aussi les expériences que j'ai faites pour vérifier l'exactitude des résultats théoriques. (*A suivre.*)

---

vante :

$$(4)\quad -\frac{1}{8\pi}\int KV\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)dv = \left\{\begin{array}{l} -\frac{1}{8\pi}\int KV\left(\frac{\partial V}{\partial x}\cos\alpha+\frac{\partial V}{\partial y}\cos\beta+\frac{\partial V}{\partial z}\cos\gamma\right)d\sigma \\ \qquad [3] \\ +\frac{1}{8\pi}\int K\left[\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2\right]dv \\ \qquad [4] \\ +\frac{1}{8\pi}\int V\left[\frac{\partial K}{\partial x}\frac{\partial V}{\partial x}+\frac{\partial K}{\partial y}\frac{\partial V}{\partial y}+\frac{\partial K}{\partial z}\frac{\partial V}{\partial z}\right]dv \\ \qquad [5] \end{array}\right.$$

L'intégrale [5] détruit, comme étant égale et de signe contraire, l'intégrale [2] de la relation (3).

L'expression $\left(\frac{\partial V}{\partial x}\cos\alpha+\frac{\partial V}{\partial y}\cos\beta+\frac{\partial V}{\partial z}\cos\gamma\right)d\sigma$, qui figure dans l'intégrale [3], représente le flux de force changé de signe à travers l'élément $d\sigma$ de la surface limite du diélectrique ; si $\mu$ est la densité superficielle au point voisin du conducteur, on a :

$$\frac{4\pi\mu}{K}=\frac{\partial V}{\partial x}\cos\alpha+\frac{\partial V}{\partial y}\cos\beta+\frac{\partial V}{\partial z}\cos\gamma$$

Il en résulte que l'intégrale [3] est égale à $-\frac{1}{2}\int V\mu d\sigma = -\frac{1}{2}\sum mV$; elle détruit donc le premier terme du second membre de la relation (3) ; celle-ci se réduit ainsi à :

$$W=\frac{1}{8\pi}\int K\left[\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2\right]dv=\frac{1}{8\pi}\int K\varphi^2 dv$$

C. Q. F. D.

## SUR LES EFFETS DE MIRAGE ET LES DIFFÉRENCES DE DENSITÉS QU'ON OBSERVE DANS LES TUBES DE NATTERER ;

Par M. P. VILLARD.

Quand on élève progressivement la température d'un tube de Natterer convenablement rempli, le ménisque, au lieu de disparaître nettement quand on franchit le point critique, fait place à une couche de transition. D'une extrémité à l'autre du tube l'indice et la densité varient alors d'une manière continue, mais la masse fluide ne devient pas, en général, homogène, même si l'on dépasse de plusieurs degrés la température critique.

De plus, comme l'a fait remarquer M. Pellat (1), on peut suivre le niveau jusqu'au point critique avec des tubes très diversement remplis.

M. Gouy (2) a, il est vrai, montré qu'en se plaçant dans de bonnes conditions et agitant fréquemment les tubes, on se rapprochait des résultats prévus par la théorie d'Andrews ; en particulier, le niveau n'est alors observable jusqu'au point critique que si le remplissage est compris entre des limites que la théorie précédente permet de calculer en tenant compte de l'influence inévitable de la pesanteur.

J'ai, d'autre part établi qu'il était possible et probablement normal d'obtenir un fluide homogène, dans les tubes de Natterer, à partir de la température critique (3).

Mais les phénomènes signalés plus haut n'en restent pas moins à expliquer. Bien qu'ils soient dus en partie à l'influence de gaz étrangers, tels que l'air, cette cause perturbatrice, que j'ai déjà signalée (*loc. cit.*), est tout à fait secondaire.

Pour pouvoir étudier de près ce qui se passe dans un tube de Natterer pendant qu'on l'échauffe, j'ai fait construire par M. Chabaud l'appareil représenté (*fig.* 1), composé d'un tube de 8 millimètres de diamètre intérieur sur 20 centimètres de longueur, auquel sont soudés deux thermomètres disposés comme l'indique la figure. Un tube latéral *a* sert à effectuer le remplissage et est ensuite fermé à la lampe.

---

(1) *Journal de Physique*, 3e série, t. I, p. 225 ; 1892.
(2) *Comptes rendus*, t. CXV, p. 720, t. CXVI, p. 1289, t. CXXI, p. 201.
(3) *Journal de Physique*, 3e série, t. III ; 1894.

Cette disposition permet de suivre la marche des températures du liquide et de sa vapeur.

Le gaz employé a été l'éthylène préparé par l'action de l'anhydride borique sur l'alcool (Ebelmen) [1], et purifié suivant la méthode générale déjà indiquée (*loc. cit.*).

La température critique de ce gaz étant voisine de + 10° pouvait

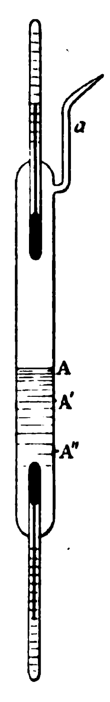



Fig. 1.

être facilement maintenue constante, ainsi que les températures un peu supérieures.

Le tube a été rempli de telle sorte qu'à + 9°,25 tout le liquide fût vaporisé, quand on avait soin d'agiter le tube. De cette manière, aucune incertitude ne subsistait relativement à l'état physique de l'éthylène au voisinage immédiat du point critique.

La correction de pression relative aux thermomètres a été évaluée

(1) L'éthylène préparé par l'acide sulfurique et l'alcool ou l'éther est généralement impur, liquéfié : puis évaporé à — 80°, il bout à la fin de l'opération comme un liquide visqueux et laisse un résidu liquide peu volatil à 0° et sirupeux à — 80°. Il n'en est plus de même quand on emploie l'anhydride borique.

en maintenant l'appareil à des températures connues (6°; + 10°, + 15°) et notant les indications des instruments quand elles étaient devenues invariables.

Les expériences suivantes ont été ensuite effectuées :

I. — L'appareil a été refroidi à 0°, puis plongé dans un bain d'eau de 12 litres, maintenu à + 11° et agité par un courant d'air.

Ainsi que cela se passe en général, le niveau du liquide, situé en A, vers le milieu du tube, est resté sensiblement fixe, puis s'est transformé en une couche de transition. Ce n'est qu'au bout de plus d'une demi-heure que la masse fluide est devenue homogène.

Pendant ce temps, les indications des thermomètres, concordantes au début, se sont progressivement écartées de 1° environ, puis se sont rapprochées lentement pour redevenir concordantes au bout de plus d'une demi-heure. Un tube semblable au précédent, mais ne contenant que de l'eau, prend, au contraire, en six à sept minutes la température du bain.

Dans l'air à + 18°, le réchauffement de l'appareil donne lieu à un écart encore plus grand, soit 3°, entre les températures des deux thermomètres, et cet écart ne s'annule qu'au bout de plusieurs heures.

II. — Pour éviter toute erreur provenant d'un fonctionnement irrégulier des thermomètres, le tube a été retourné bout pour bout pendant que les thermomètres étaient en désaccord, mais au-dessus de la température critique. La masse fluide dense qui entourait le thermomètre froid est descendue sur le thermomètre chaud, le faisant baisser instantanément de plus d'un demi-degré.

III. — Pour pouvoir placer le réservoir d'un thermomètre près du niveau, il n'a pas été nécessaire d'employer un second appareil ; il a suffi d'utiliser une propriété des tubes de Natterer étudiée déjà par M. Gouy.

Dans l'appareil précédent, tout le liquide est vaporisé à + 9°,25, si on a soin d'agiter le tube pour égaliser la température ; à + 9°,25, le niveau atteint l'extrémité inférieure du tube ; entre 0° et + 9°,25, il occupe une série de positions A, A', A'', et peut se maintenir en chacune d'elles, jusqu'à sa disparition, si on continue à élever la température en cessant d'agiter. Le tube étant alors porté dans le bain d'eau à + 11° et maintenu immobile, les thermomètres n'ont pas tardé à être en désaccord, l'écart maximum entre leurs indications étant presque aussi grand que dans l'expérience I.

IV. — La simple observation du tube pendant l'échauffement permet de constater que la température est à peu près uniforme, d'une part, dans la masse liquide, d'autre part, dans la vapeur. En effet, dans la partie occupée par le liquide, les génératrices paraissent rectilignes, ce qui montre que l'indice est constant; il en est évidemment de même de la densité et de la température. Les génératrices ne commencent à s'infléchir que très près du niveau, et cela quand on approche de la température critique. Au-dessus du niveau, les génératrices sont infléchies sur une faible hauteur, puis redeviennent rectilignes, indiquant ainsi que la température redevient uniforme.

On voit, d'ailleurs, se former peu à peu au-dessus du niveau une couche de vapeur dense, surtout au voisinage du point critique. Par

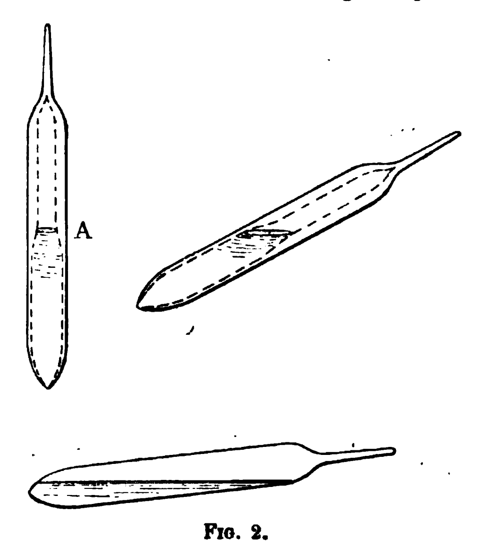



FIG. 2.

une agitation légère cette couche donne naissance à des stries ondoyantes.

Au-dessus de la température critique c'est également là où a disparu le niveau que la température varie le plus rapidement avec la hauteur.

V. — Dans toutes les expériences, une fois la température critique dépassée, le contenu du tube est homogène, si les thermomètres sont d'accord, hétérogène dans le cas contraire. Remarquons en passant que cette observation est relative à un gaz très pur.

VI. — Avec le tube précédent, ainsi qu'avec d'autres tubes diversement remplis, l'hétérogénéité du contenu peut être obtenue artificiellement, au-dessus de la température critique, en produisant une différence de température entre les deux moitiés du tube. Celui-ci ayant été conservé pendant plusieurs jours ou même plusieurs mois au-dessus de la température critique, à + 18° par exemple, la moitié inférieure du tube est plongée dans de l'eau à + 12° (soit 2° au-dessus du point critique), la moitié supérieure du tube est tenue à la main. On voit alors ruisseler le long des parois le gaz contracté par refroidissement, comme on verrait de l'air s'élever le long d'une paroi échauffée. Au bout d'une demi-minute on peut retirer le tube : les génératrices offrent alors l'aspect représenté *fig.* 2, et l'on voit en A une zone de transition semblable à celle qu'on observe dans les tubes de Natterer, mais un peu plus épaisse cependant : la cause de la différence de température étant ici extérieure au tube, il y a évidemment diffusion de la chaleur par les parois.

En inclinant peu à peu le tube, cette zone s'étale et par suite s'amincit, donnant presque l'illusion d'un niveau de liquide.

Laissant la température s'uniformiser dans l'air ambiant à + 18°, le phénomène précédent est encore perceptible au bout d'une heure.

L'expérience réussit encore même si aucun point du tube n'est refroidi au-dessous de + 18°.

Si le tube a été enfermé pendant plusieurs heures dans une armoire où la température soit constante, on ne constate, en le retournant, aucun mouvement dans la masse fluide, et le tube paraît vide ; son contenu est alors homogène.

On peut représenter graphiquement les résultats qui précèdent ; il convient de tenir compte en même temps des pressions hydrostatiques dues à la pesanteur des fluides, en les exagérant toutefois beaucoup (1).

Sur l'axe d'un tube de Natterer disposé verticalement, considérons une série de masses infiniment petites, et égales entre elles, de liquide ou de vapeur. Le lieu des points figuratifs de ces masses caractérisera l'état du tube à un instant donné (*fig.* 3 et 4) ; supposons qu'au début la température soit uniforme, et la saturation réa-

(1) Si l'on voulait représenter à la fois des variations de pression de plusieurs atmosphères et des variations de pression de quelques millimètres d'eau, la figure serait de dimensions inacceptables.

lisée ; le lieu des points figuratifs sera un arc AMNB d'isotherme. Le niveau correspond à la partie MN, et la distance verticale des points A et B représente la différence entre lès pressions qui s'exercent aux extrémités du tube. Cette différence est évidemment invariable pour un tube donné.

Quand on élève la température, la vapeur s'échauffe plus vite que le liquide, la ligne figurative devient telle que A′B′, A′ et B′ étant situés sur deux isothermes différentes.

La ligne A′B′ continuant à s'élever devient tangente à la courbe SS′ au point critique même, où viennent évidemment se confondre M et N.

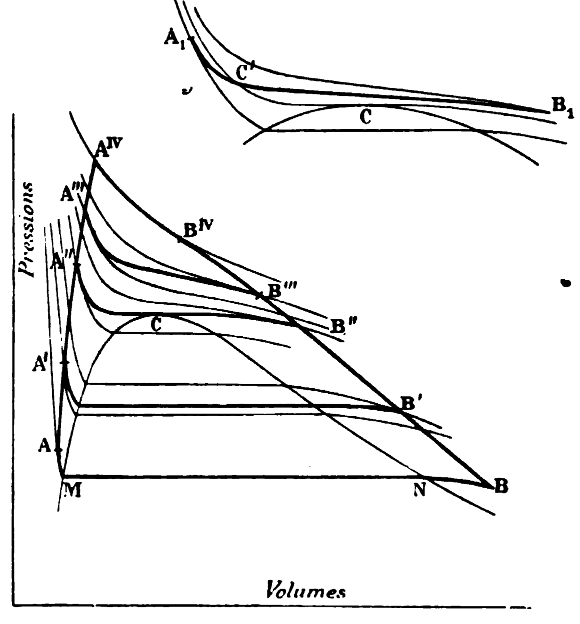



Fig. 3 et 4.

La température et la pression critique sont réalisées au niveau même, mais la densité ne présente plus de discontinuité quand on passe du liquide à la vapeur, et, par suite, le niveau est rigoureusement invisible.

La forme générale de la ligne A″CB″ exprime, conformément à l'observation, que la presque totale variation de la densité se produit sur une hauteur de quelques millimètres, au voisinage du niveau.

La ligne figurative, continuant à s'élever, conserve la même forme générale, et coupe l'isotherme critique en un point C′ (*fig.* 4) de plus en plus voisin de A. La surface de séparation du liquide et de la vapeur se rapproche de la partie inférieure du tube, mais rien n'indique où elle se trouve à un instant donné, car, suivant une ligne de transformation telle que $A_1C'B_1$, on passe sans transition visible de l'état liquide à l'état gazeux (Andrews).

La température critique étant dépassée, la ligne figurative devient telle que A‴B‴, et, quand l'équilibre de température est établi, cette ligne se confond avec un arc d'isotherme $A^{IV}B^{IV}$.

Le lieu des points AA′... et celui de BB′... forment avec $A^{IV}B^{IV}$ une ligne qui enveloppe la courbe SS′. Dans le cas d'un fluide non pesant, et en supposant la température constamment uniforme et la saturation toujours réalisée, cette ligne se confondrait avec SS′ jusqu'à la température pour laquelle le niveau atteindrait l'une des extrémités du tube. On serait dans le cas théorique.

Une discussion très simple montrerait que les lignes $AA^{IV}BB^{IV}$ ont bien la forme générale indiquée.

La formule de M. Sarrau (1) permet de calculer, pour l'anhydride carbonique, les différences de densité résultant d'un défaut d'uniformité de la température.

Le calcul, fait par une méthode d'approximations successives, donne les résultats indiqués au tableau suivant : $T_c$ et $V_c$ désignent la température et le volume spécifique critique ; T et V, T′ et V′, les températures et volumes spécifiques de la vapeur et du liquide. L'instant considéré est celui où le niveau arrive au point critique (courbe A″CB″).

| Vapeur $T - T_c$ | Liquide $T_c - T'$ | $T - T'$ | Vapeur $V - V_c$ | Liquide $V_c - V'$ | $V - V'$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 0°,000302 | 0°,000306 | 0°,000608 | 2 % $V_c$ | 2 % $V_c$ | 4 % $V_c$ |
| 0°,0053 | 0°,0062 | 0°,0115 | 5 % » | 5 % » | 10 % » |
| 0°,04 | 0°,04 | 0°,08 | 10 % » | 9 % » | 19 % » |
| 0°,04 | 0°,054 | 0°,094 | 10 % » | 10 % » | 20 % » |
| 0°,23 | 0°,24 | 0°,47 | 20 % » | 15 % » | 35 % » |
| 0°,23 | 0°,43 | 0°,66 | 20 % » | 20 % » | 40 % » |

Les causes des inégalités de température observées sont les suivantes :

1° La masse du liquide est, à volume égal, beaucoup plus grande que celle de la vapeur ;

(1) *Comptes rendus*, t. CI, p. 941 et 1145.

2° La vaporisation est, pour le liquide, une cause de refroidissement;

3° La chaleur spécifique du liquide croît avec la température, dépasse celle de l'eau à une distance sensible du point critique, et devient infinie en ce point ([1]).

*Explication des phénomènes présentés par les tubes de Natterer.*

I. — D'après ce qu'on vient de voir, les choses se passent comme si, au point critique, les densités du liquide et de la vapeur étaient différentes. Or, dans un tube où la densité moyenne est comprise entre celle du liquide et celle de la vapeur, le niveau existe; par suite, le niveau pourra être observé, jusqu'à ce qu'il arrive à la température critique, avec des tubes dans lesquels la densité moyenne peut varier dans le rapport de 10 à 15.

De plus, le niveau doit peu se déplacer pendant l'échauffement. Si la densité moyenne est inférieure à la densité critique, la vapeur occupe plus de la moitié du tube; comme elle se surchauffe et demeure constamment moins dense que si elle était saturée à la température du niveau, le liquide a beaucoup moins de vapeur à fournir que si la saturation était réalisée. Au point de vue de la variation de volume, la dilatation du liquide compensera en grande partie la vaporisation.

Si la densité moyenne dépasse la densité critique, le niveau doit s'élever, parce que le liquide se dilate et par suite de la condensation finalement totale de la vapeur. Or, cette condensation ne se produit pas, la vapeur étant surchauffée, et l'une des deux causes de l'ascension du niveau est supprimée.

II. — Quand le niveau arrive à la température critique, la pression au niveau même est nécessairement égale à la pression critique (*fig.* 3); elle est, aux effets de pesanteur près, la même dans tout le tube et, par suite, est indépendante du remplissage dans les limites où le niveau est observable jusqu'au point critique. Ce résultat est conforme à l'observation.

III. — En arrivant à la température critique, le niveau disparaît dans une couche de transition où la densité varie d'une manière continue (effets de mirage). Ce phénomène, dont on a vu l'explication,

---

([1]) Il résulte des expériences faites par M. Mathias (*C. R.*, t. CIX, p. 404) qu'à 0°,5 au-dessous de la température critique la chaleur spécifique de l'anhydride sulfureux liquide est sensiblement triple de celle de l'eau.

se produira toujours quand on atteindra le point critique par élévation de la température. L'échauffement ne pouvant être infiniment lent, et la chaleur spécifique du liquide devenant infinie, des inégalités de température se produiront nécessairement, ayant leur maximum d'effet au point critique, où le coefficient de dilatation à pression constante devient infini.

Cette couche de transition ne saurait être considérée comme étant un état transitoire du ménisque. La *fig.* 4 montre, en effet, que le niveau C′ descend progressivement vers le bas du tube, en restant complètement invisible, et abandonne la zone de transition. Celle-ci, constituée alors par du gaz, marque seulement la région du tube où se sont produites les inégalités de température.

La formation de stries, au voisinage du lieu de disparition du niveau, s'explique aisément si l'on considère que, d'après le tableau précédent, de très faibles différences de température suffisent à produire de notables variations de densité.

IV. — Il est évident que, si on agite fréquemment les tubes pendant l'échauffement, les inégalités de température disparaîtront presque complètement, ainsi que les phénomènes qui en dépendent. Il en sera de même si on atteint la température critique par refroidissement.

L'influence de la pesanteur produit des effets analogues aux précédents, auxquels ils s'ajoutent, mais beaucoup plus faibles.

Étant donné un tube de Natterer, maintenu à la température critique, la ligne figurative de l'état du tube, si l'on tient compte de la pesanteur, est un arc de l'isotherme critique, et comprend le point critique pour un remplissage convenable. Au voisinage du *niveau critique*, où la compressibilité devient infinie, la variation du volume spécifique atteint, d'après les calculs de M. Gouy [1], 2 0/0 du volume critique sur une hauteur de $3^{mm},86$ et 4 0/0 sur une hauteur de $30^{mm},96$.

Mais les variations correspondantes de l'indice sont très faibles, même pour la hauteur de $30^{mm},96$, qui dépasse celle de la zone de transition ordinairement observée. En effet, l'indice de l'anhydride carbonique liquide est seulement 1,196 à $+ 15°$ (Bleekrode), et l'indice critique est 1,12, si on admet la constance du rapport $\frac{n-1}{D}$ ; à des variations de volume spécifique de 2 0/0 et 4 0/0 correspondent

[1] *Comptes rendus*, t. CXV, p. 720.

par suite des variations d'indice égales à 0,0024 et 0,0048. Pour cette dernière valeur, l'écartement apparent de deux génératrices extérieures du tube ne varie, par l'effet de la réfraction, que de 1 0/0 sur la hauteur de $30^{mm},96$ considérée. La variation de l'écartement est au contraire de 6 0/0 [1], et peut être appréciable pour une variation de volume spécifique de 20 0/0, correspondant, ainsi qu'on l'a vu, à une différence de température de $0^{\circ},094$, très inférieure à celles observées dans les expériences I et III. Une différence de température de $0^{\circ},0006$ suffirait, d'ailleurs, à produire le même effet que la pesanteur agissant sur une hauteur de $30^{mm},96$.

Il semble donc que le défaut d'uniformité de la température soit la cause principale des phénomènes observés.

---

## INFLUENCE DE LA CAPILLARITÉ SUR LES PESÉES HYDROSTATIQUES;

Par M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

De toutes les méthodes permettant de déterminer la densité d'un solide ou d'un liquide, celle des pesées hydrostatiques est certainement la meilleure. Elle permet, en particulier, d'opérer sur un volume quelconque. On se heurte, par contre, dans son emploi, à deux causes d'erreur provenant, l'une et l'autre, des phénomènes capillaires.

1° Le poids apparent des corps immergés dépend de la forme du ménisque soulevé. Cette cause d'erreur disparaît en réalité d'elle-même, car le poids apparent d'un solide plongé dans un liquide se déduit de deux pesées consécutives effectuées, l'une en plaçant le solide sur un plateau suspendu dans le liquide, l'autre en le déposant à côté, sur le fond du vase (afin de maintenir constant le niveau du liquide). L'influence du ménisque, identique dans les deux cas, disparaît en prenant la différence des deux poids apparents obtenus. Remarquons qu'*il suffit de ramener, dans ces deux opérations, l'orientation du fléau de la balance, à reprendre la même valeur, qui peut*, d'ailleurs, *être quelconque*. Nous mettrons à profit cette remarque.

2° Une balance quelconque, lors d'une pesée hydrostatique, semble perdre, en grande partie, sa sensibilité normale. Si on cherche à obtenir l'horizontalité du fléau, on peut, dans le cas d'un fil de sus-

---

(1) Ces résultats sont sensiblement les mêmes dans des tubes de dimensions différentes.

pension un peu gros, faire varier de plusieurs milligrammes la valeur des poids marqués sans en modifier sensiblement l'orientation.

J'ai eu l'occasion de signaler ce dernier phénomène et de montrer la possibilité d'en atténuer considérablement l'influence ([1]). J'ai été conduit, comme préliminaire à mes recherches sur la détermination du kilogramme ([2]), à en reprendre l'étude expérimentale et théorique. Je me propose d'en exposer les résultats.

*Expériences.* — La balance employée est à cavaliers. Lors d'une pesée dans l'air, et dans des conditions de charge analogues à celles

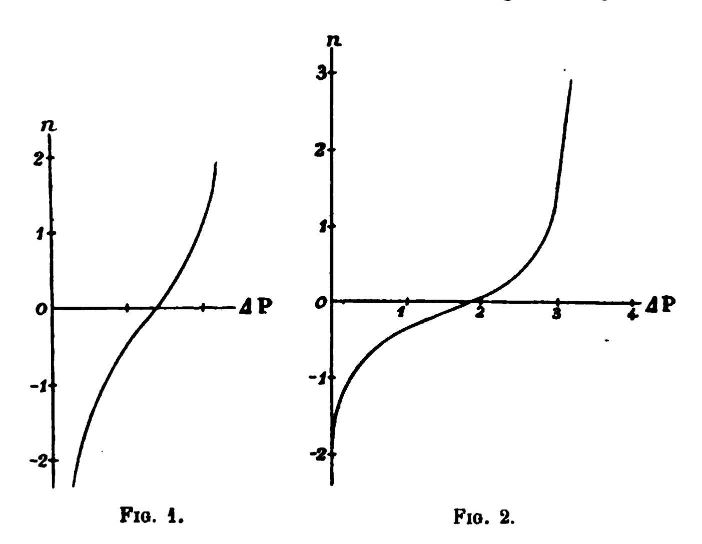



Fig. 1. Fig. 2.

des expériences, l'extrémité de l'aiguille indicatrice se déplace de 6 divisions par milligramme de surcharge. Dans le cas, d'autre part, d'une pesée hydrostatique, effectuée avec un fil de suspension en platine de $0^{mm},5$ de diamètre, on a obtenu les résultats suivants :

| ΔP | n | ΔP | n |
|---|---|---|---|
| 0 | — 2,5 | $4^{mmg},7$ | + 0,5 |
| $1^{mmg}$ | — 1,8 | 4 8 | + 0,7 |
| 2 | — 1,1 | 4 9 | + 1,7 |
| 3 | — 0,5 | 5 0 | + 2,0 |
| 4 | — 0,1 | 5 1 | + 2,7 |

ΔP étant les accroissements, en milligrammes, des poids marqués,

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. V, p. 416 ; 1886.
(2) *Comptes Rendus*, 8 avril 1895 et 9 mars 1896.

à partir d'une origine arbitraire, et $n$ les positions correspondantes de l'aiguille indicatrice.

D'autres expériences ont été effectuées en faisant varier soit le diamètre du fil, soit la nature du liquide. Les figures 1, 2, 3, suffisent pour en mettre en évidence les principaux résultats, que l'on peut résumer ainsi :

1° Au voisinage de l'équilibre, la sensibilité de la balance est d'autant plus réduite (au $\frac{1}{10}$ de sa valeur normale dans l'exemple cité, qui correspond à la *fig.* 3) que le fil est plus gros ;

2° Les courbes construites en prenant pour abscisses les points marqués (ou celles de $\Delta P$), pour ordonnées les déviations de l'aiguille indicatrice (ou celles de $n$), paraissent comprises entre deux asymptotes parallèles entre elles et, approximativement, parallèles à la droite qui correspond aux pesées dans l'air. Ces asymptotes sont d'autant plus écartées l'une de l'autre que le fil est plus gros.

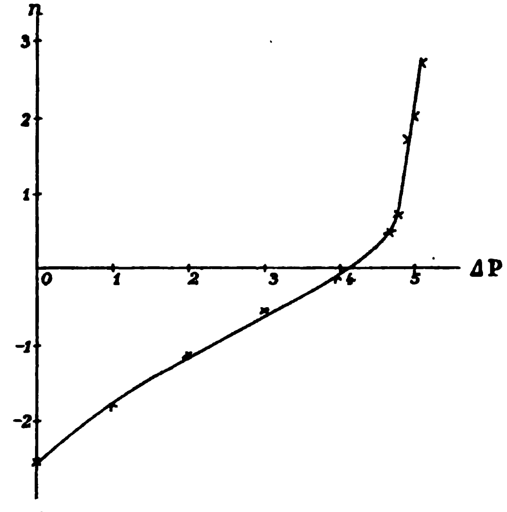



Fig. 3.

On voit que la sensibilité de la balance tend à redevenir à peu près normale lorsqu'on cherche à déterminer les poids marqués nécessaires pour produire une inclinaison donnée, suffisamment grande, du fléau, soit dans un sens, soit dans l'autre. Cette sensibilité normale réapparaît toutefois plus vite pour les inclinaisons du fléau qui corres-

pondent à une émersion du fil et, dans ce dernier cas, d'autant plus vite que le fil est plus gros;

3° Ces perturbations dépendent de la nature du liquide et de celle du fil. Avec un fil de platine, elles sont insensibles dans le cas de l'alcool, très peu accusées avec de l'eau de savon.

*Essai de théorie.* — Quelque complexes que soient évidemment ces phénomènes, on est amené à les attribuer à une adhérence plus ou moins complète du fil au ménisque soulevé. Avec un fil de 2 millimètres de diamètre, on voit très nettement le ménisque, entraîné par le fil, s'allonger quand ce dernier sort du liquide, s'aplatir dans le cas contraire, au point de disparaître complètement, ou même de devenir convexe (dépression). Cette adhérence apparente est une conséquence d'un frottement du liquide contre le fil, frottement $pf$, qu'il paraît rationnel de considérer comme proportionnel au périmètre $p$ du fil. Si l'on en étudie les effets, il devient possible de se rendre compte des principales particularités du phénomène étudié.

Étudions tout d'abord les changements de forme que subit le ménisque, lorsque le fil se déplace par rapport au liquide, à partir de la position qui correspond à l'état de repos du fléau.

Si le fil se soulève, le ménisque s'allonge, son angle de raccordement, $\varphi$, diminue. Ces deux modifications ne se produisent pas, toutefois, indéfiniment. Si l'on suppose $pf > pa^2$, $a^2$ étant la tension superficielle du liquide, l'angle de raccordement atteindra la valeur limite, $\varphi_1 = 0$, pour un déplacement fini $\lambda_1$ du fil, correspondant à une hauteur totale du ménisque au-dessus du niveau général du liquide égale à la hauteur normale d'un ménisque du même liquide le long d'un fil de même diamètre qu'il mouillerait parfaitement. Si l'on a $pf < pa^2$, la valeur limite de l'angle de raccordement sera donnée par:

$$a^2 \cos\varphi_1 = f.$$

Elle correspond encore à un déplacement fini $\lambda_1$ du fil, moindre que le précédent.

Si, par contre, le fil s'enfonce dans le liquide, le ménisque s'aplatit et finit par devenir convexe. Toutefois, l'angle de raccordement ne pourra dépasser une valeur limite, $\varphi_2 = \pi - \varphi_1$, correspondant à un déplacement déterminé du fil, $\lambda = -\lambda_2$.

Entre ces limites, $\lambda_1$ et $-\lambda_2$, l'adhérence du ménisque au fil est complète; l'angle de raccordement $\varphi$ est une fonction continue du déplacement $\lambda$ du fil. En dehors de ces limites, le ménisque reste

fixe, le fil sort librement du liquide ou y reste librement, sans que la capillarité en gêne le déplacement.

Soient alors $\Delta P$ l'excès des poids marqués sur ceux qui font équilibre, dans l'état de repos, au poids apparent de l'ensemble des corps suspendus à l'autre extrémité du fléau ; $l$, la longueur de ce dernier; $\alpha$, son inclinaison lors du nouvel état d'équilibre, $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\lambda}{l}$; $\varpi$, son poids; $d$, la distance de son centre de gravité à l'arête du couteau central. Nous nous proposons d'établir la relation qui existe entre $\Delta P$ et $\lambda$. Nous devrons, à cet effet, considérer trois cas :

1° $\lambda$ est compris entre $\lambda_1$ et $-\lambda_2$. Le volume du liquide déplacé, et, par suite, le poids apparent des corps suspendus restent invariables. L'équation d'équilibre de la balance est :

$$\Delta l \cos \alpha = \varpi d \sin \alpha + pa^2 l \cos \varphi \cos \alpha,$$

ou

$$(1) \qquad \Delta P = pa^2 \cos \varphi + \frac{\varpi d}{l^2} \lambda,$$

$\varphi$ étant une certaine fonction de $\lambda$, variant comme on l'a vu de $\varphi = \varphi_1$ pour $\lambda = \lambda_1$ à $\varphi = \pi - \varphi_1$ pour $\lambda = -\lambda_2$;

2° $\lambda > \lambda_1$. Le fil, lorsque l'état d'équilibre est atteint, est sorti du liquide sur une longueur $\lambda - \lambda_1$. Si $s$ est sa section, $\delta$ la densité du liquide, son poids apparent s'est accru de $(\lambda - \lambda_1) s\delta$. L'équation d'équilibre est :

$$(2) \qquad \Delta P = pa^2 \cos \varphi_1 + \frac{\varpi d}{l^2} \lambda + (\lambda - \lambda_1) s\delta.$$

3° $\lambda < -\lambda_2$. Le fil a pénétré dans le liquide sur une longueur $-(\lambda + \lambda_2)$. L'équation d'équilibre est :

$$(3) \qquad \Delta P = -pa^2 \cos \varphi_1 + \frac{\varpi d}{l^2} \lambda + (\lambda + \lambda_2) s\delta.$$

Il est à remarquer que $\lambda$ représente en même temps, à un coefficient constant près, le déplacement, $n$, de l'extrémité de l'aiguille indicatrice de la balance. Si donc nous considérons la courbe dont les abscisses sont les valeurs de $\Delta P$, les ordonnées celles de $\lambda$ ou de $n$, nous voyons, sans pousser plus loin l'étude théorique du phénomène, que sa forme générale est bien celle que nous avons trouvée par l'expérience. Elle est formée de deux parties rectilignes paral-

lèles [équations (2) et (3)] réunies par une partie curviligne [équation (1)] qui joint les points dont les coordonnées sont :

$$\lambda = \lambda_1, \qquad \Delta P = pa^2 \cos \varphi_1 + \frac{\varpi d}{l^2} \lambda_1$$

pour l'un, et :

$$\lambda = -\lambda_2, \qquad \Delta P = -pa^2 \cos \varphi_1 - \frac{\varpi d}{l^2} \lambda_2$$

pour le second.

La distance, comptée parallèlement à l'axe des ΔP des deux parties rectilignes de la courbe, est :

$$D = 2pa^2 \cos \varphi_1 - (\lambda_1 + \lambda_2)\, s\delta.$$

Pour les petits diamètres, le second terme de cette expression est petit par rapport au premier (1). Conformément à l'expérience, la distance des deux droites croît avec le diamètre du fil.

*Application.* — L'application, aux pesées hydrostatiques, des faits observés est immédiate. Elle est indépendante de l'essai de théorie qui en a été donné. Conformément à la remarque faite plus haut, il suffit, dans les deux opérations successives d'où l'on déduit le poids apparent d'un corps dans un liquide, de prendre comme repère, non la position de l'aiguille indicatrice qui correspond à l'horizontalité du fléau, mais celle qui correspond au soulèvement de quelques millimètres (2 ou 3) du fil qui traverse le liquide. La seule précaution nécessaire pour obtenir des résultats concordants est d'abandonner chaque fois le fléau, *sans vitesse initiale*, à partir de son orientation de repos. La difficulté de remplir exactement cette condition limite seule la précision que l'on peut obtenir.

La meilleure preuve de l'efficacité de cette méthode est la suivante. Les nombres obtenus par M. Marek, dans ses remarquables recherches sur la dilatation de l'eau (2) (pesées hydrostatiques d'un bloc de quartz de 400 grammes), présentent des écarts entre l'observation et le calcul qui dépassent parfois 2 milligrammes. Voici, d'autre part, à titre

(1) Effectuons en effet le calcul pour un fil plongé dans l'eau $\left(\delta = 1, a^2 = 7{,}5 \frac{\text{milligr.}}{\text{millim.}}\right)$, de $0^{mm},5$, de diamètre, en supposant $\varphi_1 = 0$ et $\lambda_1 + \lambda_2 = 2$ millimètres.
On trouve :

$$2pa^2 \cos \delta_1 = 11{,}78 ; \qquad (\lambda_1 + \lambda_2)\, s\delta = 0{,}4.$$

(2) *Travaux et mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. III, p. D, 86 ; 1884.

d'exemple, les résultats, singulièrement concordants, de six pesées hydrostatiques d'un morceau de platine, que j'ai effectuées par la méthode indiquée, ces nombres étant ramenés, par le calcul, aux mêmes conditions de température et de pression :

$t_H = 13^\circ,12, \qquad H = 74^c,66$

| | |
|---|---|
| 10gr,31037 | 10gr,31036 |
| 10 ,31044 | 10 ,31038 |
| 10 ,31044 | 10 ,31036 |

La moyenne, 10gr,31039, est certainement exacte à quelques centièmes de milligramme près.

---

## INTERPRÉTATION GÉOMÉTRIQUE DES FORMULES DE FRESNEL SUR LA RÉFLEXION ET LA RÉFRACTION VITREUSES DE LA LUMIÈRE POLARISÉE;

Par M. E.-M. LÉMERAY.

Si l'on désigne par $\alpha$, $\varphi$, $\beta$ les angles des plans de polarisation des rayons incident, réfracté, réfléchi, les formules de Fresnel sont les suivantes :

$$\operatorname{tang}\beta = -\operatorname{tang}\alpha\,\frac{\cos(i+r)}{\cos(i+r)}, \qquad \operatorname{tang}\varphi = \operatorname{tang}\alpha\,\frac{1}{(\cos i - r)}$$

L'amplitude du rayon incident étant prise pour unité, on a pour celle du rayon réfracté :

$$u = 2\sin r\cos i\sqrt{\frac{\cos^2\alpha}{\sin^2(i+r)} + \frac{\sin^2\alpha}{\sin^2(i+r)\cos^2(i-r)}}$$

et pour celle du rayon réfléchi :

$$v = \sqrt{\cos^2\alpha\,\frac{\sin^2(i+r)}{\sin^2(i-r)} + \sin^2\alpha\,\frac{\operatorname{tang}^2(i-r)}{\operatorname{tang}^2(i+r)}}.$$

On peut donner à ces formules plus de symétrie : en effet

$$2\sin r\cos i = \sin(i+r) - \sin(i-r)$$

En sorte que si l'on pose :

$$i + r = p, \qquad i - r = q$$

les amplitudes deviennent:

$$u = \frac{\sin p - \sin q}{\sin p} \cos\alpha \sqrt{1 + \text{tang}^2\varphi} = \frac{\sin p - \sin q}{\sin p} \frac{\cos\alpha}{\cos\varphi}$$

$$v = \frac{\sin q}{\sin p} \cos\alpha \sqrt{1 + \text{tang}^2\beta} = \frac{\sin q}{\sin p} \frac{\cos\alpha}{\cos\beta}$$

et comme:

$$\frac{\cos\alpha \sin p}{\cos\alpha \sin p} = 1$$

les trois amplitudes sont entre elles comme:

$$\frac{\sin p}{\cos\alpha}, \qquad \frac{\sin p - \sin q}{\cos\varphi}, \qquad \frac{\sin q}{\cos\beta}.$$

Ces trois expressions jointes aux relations:

$$\text{tang}\,\alpha = \text{tang}\,\varphi \cos q, \qquad \text{tang}\,\beta = -\,\text{tang}\,\varphi \cos p$$

représentent la solution.

Ces formules se traduisent par la construction suivante: Soit O (*fig.* 1) le point d'incidence, considérons la sphère de rayon 1, ayant son centre en O. Désignons par OI, OR, OS les rayons incident, réfracté, réfléchi; par $\gamma$, $C_i$, $C_r$, $C_s$ les intersections de la sphère avec le plan d'incidence, et les plans perpendiculaires aux trois rayons; par ON, la normale commune à ces derniers. Menons dans le plan $C_r$ la droite $Or$ faisant avec ON l'angle $\varphi$: c'est la vibration du rayon réfracté. Projetons cette droite en $O_i$ sur le plan $C_i$; on a:

$$\text{tang}\,\widehat{NO_i} = \text{tang}\,\varphi \cos q.$$

$\widehat{NO_i}$ est donc l'angle $\alpha$, et *oi* est la vibration du rayon incident. De même, la projection de *or* en *os* sur le plan $C_s$ est la vibration du rayon réfléchi.

De plus, le cercle $C_i$ se projette sur $C_r$ suivant une ellipse $E_i$; soit $F_i$ le foyer de cette ellipse. D'après une propriété connue de cette courbe, on a :

$$OF_i = \sin q.$$

La perpendiculaire à ON, menée par $F_i$ dans le plan $C_s$, coupe *os* en *n*, et l'on a:

$$on = \frac{\sin q}{\cos\beta}.$$

De même, le cercle $C_s$ se projette sur le plan de $C_r$ suivant une ellipse $E_s$ de foyer $F_s$ ; la perpendiculaire à ON, menée par $F_s$ dans le plan de $C_i$, coupe $oi$ en $m$, et l'on a :

$$om = \frac{\sin p}{\cos \alpha}.$$

Fig. 1.

OI, rayon incident. — OS, rayon réfléchi. — OR, direction du rayon réfracté. — $y$, intersection du plan d'incidence avec la sphère du rayon 1. — $C_i$, plan d'onde du rayon incident. — $C_r$, plan d'onde du rayon réfracté. — $C_s$, plan d'onde du rayon réfléchi. — ON, normale commune aux rayons. — $O_r$, direction vibratoire réfractée. — $O_i$, projection de $O_r$ sur $C_i$ et direction vibratoire du rayon incident. — $O_e$, projection de $O_r$ sur $C_s$ et direction vibratoire du rayon incident. — $E_i$, ellipse projection de $C_i$ sur $C_r$. — $E_s$, ellipse projection de $C_s$ sur $C_e$. — $F_i$, foyer de $E_i$. — $F_s$, foyer de $E_s$. — $F_i n$, perpendiculaire à ON dans le plan $C_s$. — $F_s m$, perpendiculaire à OM dans le plan $C_i$. — $F_i a$, $F_s a'$ perpendiculaires à ON dans le plan $C_r$. — $O_m$, amplitude et direction de la vibration du rayon incident. — $aa'$, amplitude et direction de la vibration du rayon réfracté. — $O_n$, amplitude et direction de la vibration du rayon réfléchi.

Enfin les perpendiculaires à ON par $F_i$ et $F_s$ dans le plan $C_r$ déterminent sur $or$ un segment $aa'$, tel que :

$$aa' = \frac{\sin p - \sin q}{\cos \varphi}.$$

On peut donc conclure ainsi :

I. — La vibration du rayon incident est la perpendiculaire à ce rayon menée dans le plan déterminé par la vibration réfractée et le rayon incident. Même loi pour la vibration réfléchie (Mac Cullagh).

II. — D'autre part, si l'on appelle $P_i$ et $P_s$ les plans, parallèles au plan d'incidence, passant par les foyers des ellipses, projetant sur l'onde réfractée les intersections d'une sphère, ayant pour centre le point d'incidence, avec les plans perpendiculaires aux rayons incident, réfléchi et passant par le point — et si l'on considère la portion de la vibration réfractée, comprise entre ces deux plans comme représentant son amplitude — l'amplitude pour le réfléchi sera la portion de la vibration réfléchie comprise entre le plan d'incidence et le plan $P_i$, — l'amplitude pour le rayon incident sera la portion de la vibration incidente comprise entre le plan d'incidence et le plan $P_s$.

---

## THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

3e série, t. L, second semestre 1895.

F.-H. BIGELOW. — La terre est une enveloppe magnétique, p. 81-99.

L'auteur montre que la couche superficielle de la terre est perméable aux forces magnétiques extérieures, tandis que le noyau ne l'est pas et en conclut que la terre est une enveloppe magnétique.

JOHN-TROWBRIDGE et WILLIAM DUANE. — Sur la vitesse des ondes électriques, p. 104-109.

Après une longue série d'expériences, les auteurs ont adopté une disposition d'appareil permettant d'avoir à la fois une bonne onde et une étincelle susceptible d'être photographiée.

L'arrangement et les dimensions de l'appareil sont les suivants :

Deux plateaux métalliques *a* et *b* (*fig.* 1) de 30 centimètres sur 30 centimètres, placés dans des plans verticaux, forment le condensateur primaire. Le diélectrique est un verre plan de 2 centimètres d'épaisseur et pour lequel $K = 8$. Le condensateur secondaire est formé de plateaux de 26 centimètres sur 26 centimètres, placés en regard de plateaux *a*, *b* et séparés de ces derniers par un diélectrique pour lequel $K = 2$. Les circuits primaire et secondaire sont réunis aux condensateurs comme l'indique la figure.

Pour contrôler la période d'oscillation du circuit primaire, la portion BD contenait un excitateur avec des extrémités sphériques.

La distance entre AB et CD était de 40 centimètres, et les longueurs de AB et CD finalement choisies pour la meilleure résonnance étaient de 85 centimètres.

La longueur totale du circuit secondaire était de 5 860 centimètres.

Les images de l'étincelle secondaire étaient prises sur une plaque sensible au moyen d'un miroir tournant mû par un moteur électrique actionné par un courant provenant d'une batterie d'accumulateurs, d'un voltage extrêmement constant.

La vitesse du miroir était déterminée par un chronographe électrique.

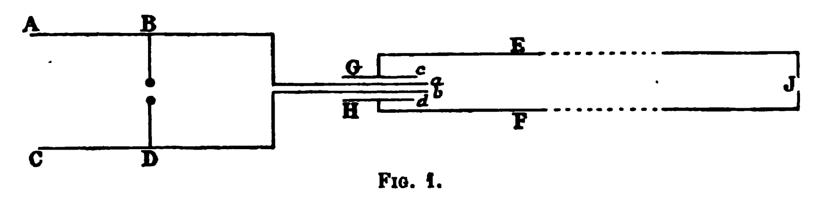



Fig. 1.

On a observé quelques phénomènes curieux relatifs à l'étincelle secondaire. Les points paraissaient le plus souvent par paires, et cela jusqu'à six ou sept paires.

Les extrémités de l'excitateur secondaire avaient un grand effet sur les caractéristiques des photographies.

Les auteurs essayèrent différents métaux : l'étain, l'aluminium, le magnésium, etc., et adoptèrent finalement le cadmium, comme produisant les meilleures étincelles.

Avec cette disposition d'appareil, les auteurs ont remarqué que, quand la meilleure résonnance est obtenue et que la formation d'onde la plus régulière est excitée, les distances entre les trois ou quatre premiers points sont légèrement plus grandes que celles observées entre trois ou quatre points plus éloignés.

MM. Trowbridge et Duane ont trouvé pour valeur moyenne de la vitesse :

$$3{,}0024 \times 10^{10} \text{ centimètres.}$$

L.-A. BAUER. — Sur la distribution et la variation séculaire du magnétisme terrestre, p. 109-116 ; 189-205 et 314-326.

Des tableaux dressés par l'auteur résultent les lois suivantes :

1° La déclinaison moyenne le long d'un parallèle de latitude est

toujours vers l'ouest; le minimum se présente près de l'équateur; les variations augmentent quand on s'éloigne de l'équateur ;

2° L'inclinaison moyenne le long d'un parallèle de latitude suit la loi :

$$\mathrm{tg}\, I = 2\, \mathrm{tg}\, \varphi,$$

I étant l'inclinaison et $\varphi$ la latitude géographique.

Le maximum en inclinaison se présente près de l'équateur; les variations diminuent quand on s'éloigne de l'équateur;

3° Le minimum de la variation séculaire moyenne en déclinaison le long d'un parallèle de latitude se trouve près de l'équateur. Les variations augmentent quand on s'éloigne de l'équateur ;

4° Le maximum de la variation séculaire moyenne en inclinaison le long d'un parallèle de latitude se trouve près de l'équateur. Les variations diminuent généralement en s'éloignant de l'équateur.

On voit que la distribution et la variation séculaire du magnétisme sont deux phénomènes intimement reliés et obéissant aux mêmes lois.

L.-A. BAUER. — Sur la distribution et la variation séculaire du magnétisme terrestre, p. 189-204.

D'après l'auteur, le principal phénomène de la distribution du magnétisme terrestre peut être regardé comme produit par deux systèmes magnétiques rectangulaires, un polaire et un équatorial, la force du premier valant 5 à 6 fois celle du second.

LE CONTE STEVENS. — Récents progrès en optique, p. 277-280 et p. 377-386.

L'auteur résume les différents travaux faits en ces dernières années en optique.

ROBERT-WILLIAM WOOD. — Démonstration de caustiques, p. 301, 302.

L'auteur indique un procédé relativement simple pour démontrer expérimentalement que les surfaces caustiques par réflexion, dans le cas des miroirs concaves, sont données par des courbes auxquelles les rayons réfléchis sont tangents.

M. I. PUPIN. — Études sur la théorie électromagnétique, p. 326-341.

La théorie électromagnétique de Maxwell comprend deux parties : dans la première, on rencontre deux lois : l'une relative à la force

électromotrice induite, l'autre relative à la force magnétomotrice induite. Dans la seconde, on introduit des constantes physiques (capacité inductive, etc.) en ajoutant aux deux lois fondamentales, mentionnées dans la première partie, la forme ordinaire de la loi du flux. La théorie électromagnétique de Maxwell n'est pas une théorie satisfaisante de la lumière, parce qu'elle représente la propagation des ondes électromagnétiques comme indépendante de la périodicité de ces ondes.

Dans une théorie complète de l'optique selon les idées de Maxwell, il faudra changer uniquement la loi relative au flux.

A. DE FOREST-PALMER. — Sur la longueur d'onde de la ligne $D_3$ de l'hélium, p. 357-358.

L'auteur forme l'image de la chromosphère du soleil sur une fente et détermine la longueur d'onde de la ligne $D_3$ de l'hélium à l'aide d'un réseau métallique de 5 pouces et portant 14.000 lignes par pouce; il compare la position de la ligne $D_3$ de l'hélium aux positions des lignes des différents métaux tels que le fer, le sodium et le baryum dans le spectre solaire, lignes dont les longueurs d'onde sont bien connues, et par la méthode d'interpolation Rowland il trouve comme moyennes :

$$5875,939 \pm 0,006.$$

SL. PENFIELD ET JH. PRATT. — Effet du remplacement mutuel du manganèse et du fer sur les propriétés optiques de la lithiophilite et de la triphylite, p. 387-390.

Les minéraux répondant aux formules $LiMnPO^4$ et $LiFePO^4$ sont isomorphes, on les trouve cristallisés dans la nature avec des proportions très différentes de fer et de manganèse.

Les auteurs ont montré que, lorsque le rapport du fer au manganèse varie d'une façon continue, les propriétés optiques se transforment d'une façon continue.

B.-O. PEIRCE ET WILSON. — Variation avec la température de la conductibilité calorifique du marbre et de l'ardoise, p. 435-441.

Par la méthode du mur on montre que la conductibilité du marbre augmente d'environ 30 0/0 entre 70° et 300°.

P. Quinet.

---

## PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY;

Tome LV.

E.-H. GRIFFITHS. — Appendice à une communication intitulée: « Équivalent mécanique de la chaleur », p. 23.

L'auteur rectifie la valeur trouvée pour l'équivalent mécanique de la chaleur dans un précédent mémoire (1), où se sont glissées quelques fautes de calcul. La valeur corrigée de l'équivalent mécanique de la chaleur est:

427,88 kilogrammètres

à la latitude de Greenwich ($g = 981,17$).

Il donne également quelques nouveaux détails sur la comparaison précise du thermomètre à mercure, employé dans ses recherches, avec un thermomètre à air.

G.-A. SCHOTT. — Sur la réflexion et la réfraction de la lumière, p. 26.

L'auteur modifie les différentes théories optiques, les théories élastique et électrique de la lumière dans l'hypothèse que la transition entre deux milieux inégalement réfringents s'effectue d'une manière continue à travers une couche mince variable. Il établit les formules pour les amplitudes et les changements de phase dans la réflexion et la réfraction et vérifie ces formules en s'appuyant sur les données expérimentales obtenues par d'autres physiciens. Le résumé du mémoire de M. Schott inséré dans les *Proceedings* ne permet pas de voir la relation qui existe entre les développements de l'auteur et la manière dont MM. Lorenz, Potier, etc., ont antérieurement traité la question.

W. GANNON. — Électrolyse du cuivre dans le vide, p. 66.

Un même courant traverse deux voltamètres disposés en série, dont l'un est soumis à la pression atmosphérique ordinaire et dont l'autre est placé dans un vide partiel. Ces voltamètres se composent

(1) *Proceedings of the royal Society*, t. LIII, p. 6; et *Journal de Physique*, 3e série, t. III, p. 512, 1894.

de vases de verre ordinaire contenant les solutions de sulfate de cuivre dans lesquelles plongent trois lames de cuivre parallèles et de mêmes dimensions ; la lame médiane constitue la cathode, les deux lames extrêmes forment une double anode. L'un des voltamètres était placé dans une cloche renversée d'où sortaient les électrodes et dans laquelle on faisait le vide. Après l'ouverture du courant, les lames de cuivre attachées à un cadre d'ébonite avec des clefs d'argent étaient enlevées de la solution et plongées dans l'eau distillée.

Les résultats peuvent être résumés de la manière suivante:

1° Avec deux voltamètres à lames de cuivre contenant une solution neutre de sulfate de cuivre fraîchement préparée, et dont l'un est sous pression réduite, on remarque que le dépôt dans l'appareil où on a fait le vide est plus considérable (pour un même courant, de même densité et à la même température) que dans l'autre; mais la différence pour cent n'est pas constante;

2° Si l'on ajoute un peu d'acide sulfurique libre dans la solution à l'air libre, la différence pour cent est plus constante et plus grande que dans le premier cas ;

3° L'addition d'acide sulfurique libre dans les deux voltamètres rend constante la différence pour cent. Les expériences accomplies dans ces conditions montrent que:

*a*) Pour un courant de densité plus grande que 0,01 ampère par centimètre carré de cathode active, il n'y a pas, pratiquement, de différence sensible entre les deux dépôts ;

*b*) Pour un courant de densité plus petite que 0,01 ampère par centimètre carré, le dépôt dans le vide est sensiblement plus grand que le dépôt dans l'air ;

*c*) L'allure de la courbe représentant les dépôts obtenus dans le vide avec des courants de densités différentes est plus régulière que l'allure de la courbe des dépôts effectués dans l'air et, pour des densités de courants plus petites que 0,01 ampère par centimètre carré, la première courbe est sensiblement une ligne droite.

A. SCHUSTER. — Note sur l'action du sulfate de cuivre et de l'acide sulfurique sur le cuivre métallique, p. 84.

Comme complément aux recherches de M. Gannon, l'auteur rappelle quelques expériences effectuées antérieurement par lui et qui

montrent, comme on devait s'y attendre, que la diminution de poids observée, lorsqu'on expose du cuivre métallique à l'action de l'acide sulfurique ou du sulfate de cuivre, est due à la présence d'oxygène libre dans le liquide. Il prit comme cathode une toile de cuivre bien lavée, séchée et chauffée dans un courant d'hydrogène. Cette toile fut enroulée sur elle-même, puis plongée dans un tube de verre renfermant de l'acide sulfurique dilué. — L'air fut enlevé le mieux possible, et le tube, hermétiquement fermé. — Après quatorze jours, on trouva que la perte en poids de cuivre était insignifiante. — Il en était de même lorsqu'on plongeait la toile de cuivre, préalablement soumise au même traitement que précédemment, dans une solution renfermant 20 0/0 de sulfate de cuivre et 5 à 10 0/0 d'acide sulfurique.

A.-E. TUTTON. — Instrument pour tailler des lames et des prismes dans des cristaux artificiels suivant des directions déterminées, p. 108. Instrument de précision pour produire une lumière monochromatique d'une longueur d'onde déterminée; emploi de cet instrument à la recherche des propriétés optiques des cristaux; p. 111.

Il est nécessaire, pour la description complète de ces instruments, de se reporter au mémoire original. Signalons que le deuxième de ces appareils est particulièrement commode pour la détermination de l'angle des axes optiques et la mesure des indices de réfraction des cristaux artificiels.

A. WRIGHT. — Sur certains alliages ternaires (8e partie), p. 130.

L'auteur étend ses recherches antérieures dans la même voie aux alliages d'aluminium et de cadmium, lorsque l'étain est le métal dissolvant, et aux alliages d'aluminium et de plomb ou de bismuth, lorsque l'antimoine est le métal dissolvant.

T.-E. THORPE et J.-W. RODGER. — Sur les relations entre la viscosité (frottement intérieur) des liquides et leur nature chimique, p. 148.

Les auteurs ont déterminé les viscosités de soixante-dix substances organiques par l'évaluation des durées d'écoulement dans des tubes étroits entre 0° et la température d'ébullition de ces liquides.

L'influence de la température sur la viscosité est parfaitement

représentée par la formule de Slotte :

$$y = \frac{c}{(1 + bt)^n},$$

dans laquelle $y$ désigne le coefficient de viscosité en dynes par centimètre carré ; $t$, la température ; $c$, $b$ et $n$, des constantes.

Nous ne donnerons pas tous les résultats auxquels sont arrivés les auteurs; ces résultats sont plutôt du domaine de la chimie. Nous mentionnerons seulement le suivant : la viscosité moléculaire déterminée soit aux *températures d'ébullition*, soit aux *températures correspondantes* de Van der Waals, soit, enfin, aux *températures d'égale inclinaison* (pour lesquelles la quantité $\frac{dy}{dn}$ a la même valeur pour les liquides considérés), présente une très grande régularité.

H. WILDE. — Sur les relations entre les variations séculaires de la déclinaison et de l'inclinaison à Londres, au cap de Bonne-Espérance, aux îles de Sainte-Hélène et de l'Ascension, montrées par le « magnétarium », p. 210.

L'auteur montre que les variations séculaires de la déclinaison et de l'inclinaison magnétiques observées à Londres, au cap de Bonne-Espérance, aux îles de Sainte-Hélène et de l'Ascension s'accordent avec celles que l'on obtient au moyen d'un instrument appelé *magnétarium* et décrit par lui en 1890.

W.-N. HARTLEY. — Variations observées dans le spectre d'électrodes de charbon et influence d'une substance sur le spectre d'autres substances, p. 344.

L'auteur examine d'abord l'opinion de MM. Eder et Valenta, d'après laquelle les raies 3 881,9, 3 870,7, 3 589,9 et 3 584,8 n'appartiendraient pas au carbone, mais au cyanogène.

Dans le spectre produit par des électrodes de graphite entourées de solutions différentes apparaissent des raies qui coïncident avec les bords de certaines bandes de la flamme du cyanogène, tandis que ces raies ne se montrent pas dans les cyanures. Il n'est donc pas vraisemblable qu'elles appartiennent au cyanogène lui-même. D'autres faits plus importants conduisent à la même conclusion :

1° Le spectre du carbone varie très facilement suivant les conditions de l'observation ;

2° L'action d'une substance sur le spectre d'une autre substance renforce non seulement, dans certains cas, les raies faibles de cette

dernière, mais encore fait apparaître des groupes de raies nouvelles;

3° Les spectres des substances mélangées diffèrent des spectres produits par les substances prises isolément;

4° Les raies fortes d'un élément renforcent parfois les raies faibles d'un élément voisin, mais parfois aussi elles les atténuent.

L'auteur cite encore l'exemple suivant : la combustion du mélange d'oxygène et d'hydrogène ne présente, au spectroscope, qu'un petit nombre de raies de la vapeur d'eau placées dans deux groupes distincts; si l'on vient à brûler du soufre dans la flamme, un nombre considérable de raies intenses de la vapeur d'eau apparaissent dans le spectre du soufre, non seulement dans la région lumineuse du spectre, mais encore dans la région ultra-violette. La magnésie et le plomb donnent des résultats analogues.

L'auteur admet qu'il se passe quelque chose d'analogue pour le carbone. Les raies 3 590,5 — 3 585,9 — 3 584 voisines de raies de l'azote seraient renforcées par la présence de ce gaz agissant optiquement, sans formation de cyanogène. Cette explication est corroborée par ce fait que les mêmes raies sont rendues plus intenses par la présence de chlorures de zinc et de calcium.

M. Hartley persiste à conclure que les raies étudiées sont bien caractéristiques du carbone.

E.-H. BARTON. — Phénomènes d'interférences électriques observés avec les ondes le long des fils et présentant quelque analogie avec les anneaux de Newton, p. 349.

L'auteur complète les résultats qu'il a indiqués dans une communication antérieure ([1]) sur l'interférence des ondes qui se propagent le long de fils qui présentent des régions anormales.

L'expérience principale est celle qui correspond aux anneaux de Newton par transmission. Certaines modifications apportées aux fils secondaires, par exemple celle qui consiste à prendre des fils plus minces et plus rapprochés ou des fils plus gros et plus éloignés l'un de l'autre, n'entraînent aucune réflexion. La capacité n'est pas altérée sensiblement par les modifications que l'on fait subir aux fils ; dès lors, comme la théorie le prévoit, il n'y a aucune réflexion.

L'accord entre les résultats du calcul et les résultats de l'expérience, sans être parfait, est néanmoins très satisfaisant.

---

([1]) *Proceed. of the royal Society*, t. LIV, p. 85 (1893) ; et *Journal de physique*, 3e série, t. IV, p. 337, 1895.

C.-E. STROMEYER. — Détermination expérimentale de la raison de Poisson, p. 373.

Cette détermination a été faite sur plusieurs échantillons par des expériences de tension. L'auteur a comparé l'allongement d'une tige à la contraction latérale. Cette contraction a été mesurée par l'observation des anneaux de Newton produits entre une lame de verre noir et un prisme à réflexion totale fixés à deux montants entre lesquels la tige se trouve serrée.

Voici quelques-uns des résultats obtenus :

| | Raison de Poisson |
|---|---|
| Bronze ou manganèse forgé......... | 0,341 |
| Métal delta......................... | 0,563 à 0,525 |
| Métal de Muntz non recuit.......... | 0,357 à 0,283 |
| » » recuit.......... | 0,365 à 0,328 |
| Fer tourné.......................... | 0,179 à 0,148 |
| Cuivre............................. | 0,325 à 0,168 |

Les conclusions de ce travail sont les suivantes :

1° La raison de Poisson n'est pas une constante pour tous les corps ;

2° Le traitement mécanique (trempe, recuit, etc.) modifie ce coefficient ;

3° La raison de Poisson est quelquefois une fonction de la force déformatrice ;

4° La raison de Poisson, obtenue par les expériences directes, n'est pas la même que celle qui résulte de la comparaison des expériences de torsion et de tension.

R. Paillot.

# TABLE DES MATIÈRES.

## JUIN 1896.



Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

*Le Gérant : J. Deslis.*

# JOURNAL
# DE PHYSIQUE
## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — JUILLET 1896.**

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Ch. Brisse, *Administrateur du Journal*, rue Vauquelin, n° 18, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Brisse**, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-quatre premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, 1895, se vendent séparément .......................................... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

*Prix pour un an* (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale ............ 15 fr.
Autres pays .......................................... 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

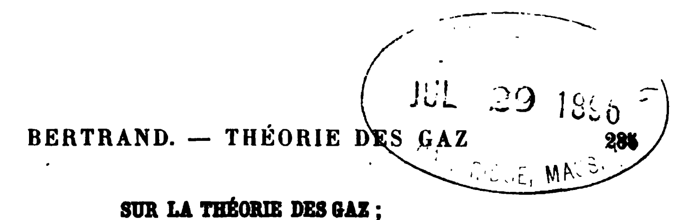
Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

---



(Voir la suite page 3.)






## SUR LA THÉORIE DES GAZ ;

Par M. J. BERTRAND.

La théorie des gaz, à laquelle on a donné le nom de *cinétique*, est en faveur auprès des physiciens. Il semble que, par une convention tacite, et sans discussion, elle soit devenue classique.

Parmi les résultats que l'on considère habituellement comme des vérités démontrées, se trouve au premier rang la loi suivant laquelle sont réparties les vitesses des molécules gazeuses et leurs composantes suivant une direction arbitrairement choisie.

Le problème, dont Maxwell a le premier proposé la solution, est le suivant :

*Les molécules d'une masse gazeuse, étant en nombre immense et considéré comme infini, sont animées de vitesses inconnues. On ne sait rien sur les conditions initiales et sur les actions perturbatrices qui s'exercent entre elles et sur elles. Déterminer le rapport du nombre total des molécules au nombre de celles dont la vitesse est comprise entre des limites données. On n'admet rien de plus, sinon que, par l'absence de toute ordonnance régulière, tout est pareil dans toutes les directions.*

Un tel énoncé rappellera, si on l'examine sans parti pris, le problème, dont on fait rire les écoliers, sur l'âge du capitaine d'un navire de dimensions connues. On a cependant donné très sérieusement, savamment démontré et fait accepter par les physiciens la formule qui résout le problème. Le nombre total des molécules étant N, le nombre de celles dont la vitesse est comprise entre $v$ et $v + dv$ est, dit-on,

$$\frac{4\pi N v^2 dv}{\alpha^3 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} ;$$

la constante $\alpha$ variant seule avec la température et la nature du gaz.

Il y aurait indulgence à reprocher à cette formule trop peu de rigueur : les habitudes de la géométrie autorisent à la déclarer tout simplement absurde.

Je veux montrer d'abord, ce qui semble évident avant tout examen, que la formule demandée doit contenir une fonction arbitraire. Après avoir donné cette formule, je dirai par quelle erreur de raisonnement on a cru pouvoir choisir entre un nombre infini de

résultats sur lesquels les données du problème n'apprennent rien.

Supposons d'abord que les molécules, dont le nombre est toujours considéré comme infini, soient animées d'une même vitesse $v$. Tout étant pareil dans toutes les directions, et le nombre total étant désigné par N, le nombre de celles dont la vitesse est telle que la parallèle à sa direction, menée par le centre d'une sphère de rayon unité, perce cette sphère dans l'intérieur d'une surface $\omega$, sera

$$\frac{N\omega}{4\pi}.$$

On en conclut que le nombre des molécules, dont la vitesse projetée sur une direction arbitrairement choisie, celle de l'axe des X par exemple, est comprise entre $x$ et $x + dx$, est

$$\frac{N dx}{2v}.$$

Pour passer au cas général, il faut grouper les molécules suivant leurs vitesses, le nombre de celles pour lesquelles cette vitesse est comprise entre $v$ et $v + dv$ étant F $(v)$ $dv$, et regardé comme infini, le nombre total des molécules dont la vitesse projetée sur l'axe des X est comprise entre $x$ et $x + dx$ sera

$$\varphi(x)\, dx = \int_x^{\infty} \frac{F(v)\, dv}{2v}.$$

Cette formule résout le problème. La fonction arbitraire F $(v)$ reste assujettie à la seule condition

$$\int_0^{\infty} F(v)\, dv = N.$$

Par quelle aberration, sans introduire aucune hypothèse nouvelle, a-t-on cru pouvoir, *par le raisonnement seul*, déterminer la fonction F $(v)$ ?

« Il suffira, pour le montrer, de traduire les lignes suivantes dans le mémoire de Maxwell :

Soient N le nombre total des particules; $x$, $y$, $z$, les composantes de la vitesse parallèlement à trois axes rectangulaires ; N$\varphi$ $(x)$ $dx$, le nombre de celles dont la vitesse a une composante parallèle à l'axe

des X comprise entre $x$ et $x + dx$. Le nombre des particules pour lesquelles $y$ sera compris entre $y$ et $y + dy$ sera $N\varphi(y)\,dy$, et le nombre de celles pour lespuelles $z$ est compris entre $z$ et $z + dz$, $N\varphi(z)\,dz$. *Puisque la vitesse $x$ n'influe en rien sur $y$ et sur $z$, leurs directions étant rectangulaires et indépendantes, le nombre des particules dont les vitesses ont à la fois des composantes comprises entre $x$* et $x + dx$, $y$ et $y + dy$, $z$ et $z + dz$, *sera*

$$N\varphi(x)\,\varphi(y)\,\varphi(z)\,dxdydz.$$

L'assertion proposée comme évidente dans la phrase soulignée est la cause de l'erreur commise. La vitesse $x$ influe sur $y$ et sur $z$. C'est en méconnaissant cette influence, qui est grande, qu'on a résolu un problème insoluble.

Le nombre total des molécules, dont la vitesse parallèle à l'axe des $y$ est comprise entre $y$ et $y + dy$, étant représentée par $N\varphi(y)\,dy$, si l'on en prend N' *au hasard*, N' étant très grand, le nombre de celles qui, parmi elles, rempliront la même condition sera $N'\varphi(y)\,dy$.

On peut l'admettre comme évident ; c'est ce que semble faire Maxwell ; mais il choisit les molécules, et cela change tout.

Supposons, par exemple, que $x$ soit très grand, je veux dire beaucoup plus grand que la vitesse moyenne, et que $y$, au contraire, soit très petit. N'est-il pas évident que, parmi les molécules qui ont toutes une grande vitesse, la proportion de celles pour lesquelles $y$ est petit n'est pas la même que pour des molécules choisies au hasard ? Pour les unes, $y$ ne peut être petit qu'à cause de la direction de la vitesse ; pour les molécules considérées, toutes ensemble, il peut l'être aussi, parce que la vitesse absolue est petite. Les conditions sont différentes.

Reprenons, pour préciser, le cas où toutes les molécules ont une vitesse commune $v$ ; Maxwell ne l'exclut nullement de sa démonstration, et rien, d'ailleurs, ne donnerait le droit de l'exclure.

Le nombre total des particules étant N, celles dont la vitesse, parallèle aux X, est comprise entre $x$ et $x + dx$ sont en nombre

$$\frac{N dx}{2v};$$

celles dont la vitesse, projetée sur l'axe des Y, est comprise entre $y$ et $y + dy$, en nombre

$$\frac{N dy}{2v}.$$

Le nombre de celles qui remplissent les deux conditions est la surface commune, sur la sphère, à deux zones infiniment minces, dont les bases sont perpendiculaires l'une à l'axe des X, l'autre à l'axe des Y ; il est

$$(1) \qquad \frac{\mathrm{N}dxdy}{2\pi v\sqrt{v^2 - x^2 - y^2}}$$

et doit être remplacé par zéro quand la formule devient imaginaire.

Maxwell admet dans ce cas la formule

$$\frac{\mathrm{N}dxdy}{4v^2}$$

et la déclare évidente.

Si l'on suppose les vitesses inégales et que F $(v)$ $dv$ soit le nombre de celles qui sont comprises entre $v$ et $v + dv$, le nombre total des molécules dont les vitesses parallèlement aux axes des X et des Y sont respectivement comprises entre $x$ et $x + dx$, $y$ et $y + dy$, sera

$$(2) \qquad \frac{dxdy}{2\pi}\int_{\sqrt{x^2+y^2}}^{\infty}\frac{\mathrm{F}(v)\,dv}{v\sqrt{v^2 - x^2 + y^2}},$$

la fonction F $(v)$ restant arbitraire et assujettie à la seule condition

$$\int_0^{\infty}\mathrm{F}(v)\,dv = \mathrm{N}.$$

Le principe admis par Maxwell remplacerait cette formule par

$$(3) \qquad dxdy\int_x^{\infty}\frac{\mathrm{F}(v)\,dv}{2v}\int_y^{\infty}\frac{\mathrm{F}(v)\,dv}{2v}.$$

Si l'on suppose que $x$, $y$, $z$ soient respectivement compris entre $x$ et $x + dx$, $y$ et $y + dy$, $z$ et $z + dz$, le nombre des particules qui remplissent ces trois conditions est

$$(4) \qquad \frac{dxdydz\mathrm{F}(v)}{4\pi v^2}.$$

Le principe admis par Maxwell remplace cette formule par le produit

$$(5) \qquad dxdydz\int_x^{\infty}\frac{\mathrm{F}(v)\,dv}{2v}\int_y^{\infty}\frac{\mathrm{F}(v)\,dv}{2v}\int_z^{\infty}\frac{\mathrm{F}(v)\,dv}{2v}.$$

Pour faire coïncider les formules (2) et (4) avec (3) et (5), il faut supposer

$$F(v) = \frac{4v^2}{\alpha^3 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}},$$

mais rien ne justifiant les formules (3) et (5), F ($v$) doit rester arbitraire ou, pour mieux dire, inconnu.

On m'a fait observer que Maxwell, dans un second mémoire, en introduisant des conditions nouvelles, a proposé une seconde démonstration de la formule relative à la répartition des vitesses entre les molécules d'un gaz. Cette démonstration ne vaut pas mieux que la première.

Il suffira d'en faire l'analyse.

La masse gazeuse est supposée formée par les molécules de deux gaz de nature différente. On considère deux groupes A et B, composés l'un de molécules du premier gaz, l'autre des molécules du second, et définies par la grandeur et la direction des vitesses. On étudie les effets produits par les rencontres des molécules du groupe A avec celles du groupe B, pendant un temps que l'on prend pour unité, une seconde par exemple ; mais parmi ces rencontres procurées par le hasard, on considère seulement celles pour lesquelles l'effet produit remplira ces deux conditions : donner à la molécule, qui faisait partie du groupe A, une vitesse donnée en grandeur et en direction, et à celle qui faisait partie du groupe B une direction également donnée, la grandeur de la vitesse résultant alors du principe des forces vives ; on admet que le nombre de ces chocs qui, dirigés par le hasard, rempliront toutes ces conditions, est proportionnel au produit du nombre de molécules du groupe A, par le nombre de celles du groupe B, qui, par là, s'introduiront dans le calcul.

Après la rencontre, les molécules, en nombre bien petit, sur l'étude desquelles repose la démonstration, en vertu des suppositions qui les définissent, font partie de deux groupes nouveaux A' et B'.

On suppose nécessaire, pour le maintien de l'état général, qui doit rester invariable, que le groupe A, ayant fourni au groupe A' quelques molécules, en reçoive de lui dans le même temps un nombre précisément égal, qui, de plus, doivent lui être rendues par l'action des molécules du groupe B'. Rien ne justifie une telle assertion. Le groupe A, c'est la base acceptée de la démonstration, doit contenir à chaque instant le même nombre de molécules ; celles qu'il

perd, comptées toutes ensemble, sont donc en nombre égal à celles qu'il reçoit, mais la compensation doit porter sur la somme totale, non sur chacun des éléments qui la composent.

Maxwell prévoit l'objection, en très petite partie seulement, et l'écarte en deux lignes : « Ne pourrait-on pas supposer, dit-il, que « les molécules qui ont quitté le groupe A pour entrer dans le « groupe A′ passeront de celui-là dans un groupe A″, puis dans un « groupe A‴, pour revenir au groupe A, après avoir pacouru un « cycle ? » Cela n'est pas possible, il l'affirme *parce qu'on n'aperçoit aucune raison pour que le cycle soit parcouru dans un sens plutôt que dans le sens inverse.*

Faute de comprendre un tel argument, je n'y puis faire aucune objection ; mais on n'aperçoit aucune raison pour que les molécules sorties de A y rentrent, soit immédiatement, comme l'affirme Maxwell, soit après un cycle, comme il refuse de l'admettre ; il suffit qu'il en rentre d'autres, en nombre égal ; tous les groupes, sans exception, peuvent les fournir. La condition qui, mise en équation à l'aide de suppositions très contestables, permet la solution du problème n'est justifiée par aucune raison plausible.

---

## ABSORPTION ET DISPERSION DE LA LUMIÈRE PAR LES MILIEUX DOUÉS DU POUVOIR ROTATOIRE ;

Par M. A. COTTON [1].

### Deuxième partie. — Méthode expérimentale.

I. — Déformation des vibrations dans les liquides absorbant inégalement un rayon droit et un rayon gauche. — Une vibration quelconque est, en général, déformée lorsqu'elle se propage dans un tel milieu, l'absorption s'exerçant inégalement sur les deux composantes circulaires inverses de cette vibration. En particulier, une vibration rectiligne $Ox$ (*fig.* 1) est changée en une vibxation elliptique, dont le grand axe est incliné sur $Ox$ d'un angle $\rho$, et qui est de même sens que la vibration circulaire la moins absorbée. L'angle $\rho$ représente encore la demi-différence de phase des deux composantes circulaires ;

---

[1] Voir p. 237 de ce volume.

quant au rapport des axes tang $\varphi$ il est relié aux amplitudes $d$, $g$, de ces deux composantes primitivement égales, par la relation très simple :

$$\frac{d}{g} = \text{tg}\,(45^{\circ} + \varphi).$$

On peut donc voir si un liquide présente l'inégalité des absorptions en recherchant si une vibration rectiligne devient elliptique, et on pourra déterminer le rapport des amplitudes en mesurant l'angle $\varphi$.

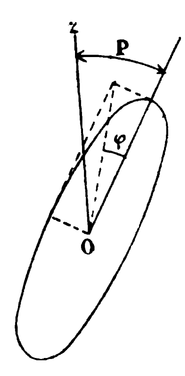



Fig. 1.

II. — Procédé pour mettre en évidence des ellipses très aplaties. — On doit à Bravais un procédé sensible pour mettre en évidence de faibles biréfringences qui est fréquemment employé par les minéralogistes. Une lame mince cristalline est formée de deux parties juxtaposées, dont les sections principales sont à angle droit ; elle est placée entre deux nicols croisés, et ses deux moitiés ont une même teinte uniforme, qui est la teinte sensible. Si l'on interpose alors une substance biréfringente, les deux moitiés de la lame apparaissent avec des couleurs différentes. Avec un faisceau, bien immobile, de lumière solaire, on peut mettre ainsi en évidence de faibles biréfringences.

Au lieu d'observer ces colorations, je projette avec une lentille achromatique l'image de cette lame sur la fente d'un spectroscope (la ligne de jonction des deux parties de la lame étant horizontale). On voit alors l'un au-dessous de l'autre, dans le champ de la lunette, deux spectres tout à fait pareils, séparés seulement par une très fine

ligne noire. Chacun d'eux renferme dans le jaune verdâtre une frange noire de Fizeau et Foucault qui est exactement à la même place dans les deux, de sorte qu'on croirait voir un seul spectre avec une frange unique. Si l'on interpose un corps polarisant elliptiquement, on voit cette frange se couper en deux ; la partie supérieure allant par exemple vers la droite, la partie inférieure vers la gauche, le sens de l'ellipse étant indiqué par le sens du déplacement ; on a ainsi bien plus de sensibilité que par l'examen des colorations.

Je me suis servi soit de cette lame de Bravais, soit d'une lame de quartz plus épaisse, donnant plusieurs franges dans le spectre visible, permettant, par conséquent, de faire des observations pour plusieurs radiations, sans qu'on ait à changer de lame. Les figures 2, représentant l'aspect du spectre dans ces conditions, ont été faites à l'aide de photographies obtenues en plaçant dans le plan focal de la lunette des plaques sensibles au jaune et au vert. On voit trois franges dans le jaune, le bleu et le violet ; A est l'image obtenue entre deux nicols croisés, B l'image obtenue lorsque la lumière est polarisée elliptiquement. En nicols parallèles, on voit trois autres franges : une dans le rouge, une autre au milieu du vert, une troisième au commencement du violet.

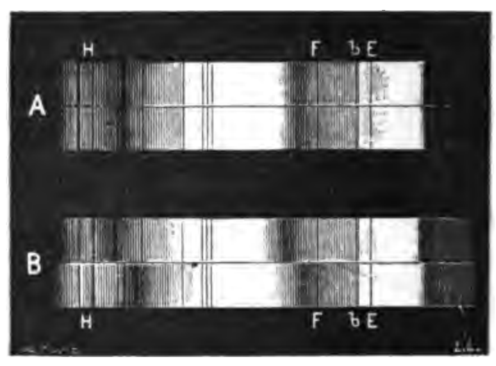



Fig. 2.

On voit que ce dispositif revient, en définitive, à l'observation du déplacement des franges de Fizeau et Foucault, qui se produit lorsque la lumière devient elliptique. Mais le déplacement qu'on observe est doublé par l'emploi d'une lame ainsi disposée. Ce déplacement est, en outre, très net lorsqu'on emploie ainsi des lames *minces*

donnant peu de franges dans le spectre ; ces franges, étant très écartées les unes des autres, se déplacent beaucoup pour une lumière elliptique donnée.

Le grand avantage de cette méthode, dans le cas actuel, c'est qu'elle permet de faire des observations lorsqu'on place un corps absorbant sur le trajet du faisceau. On observe alors qu'une partie du spectre s'assombrit et qu'une frange située dans cette région paraît moins nette. Il serait difficile alors de la pointer avec précision ; mais on peut toujours voir si les deux spectres sont pareils ou si la frange se coupe. Comme on a, d'ailleurs, sous la main la fente du spectroscope, on peut l'élargir de façon que la frange se détache le mieux possible ; on agit ainsi de la même façon sur les deux spectres. L'emploi de lames de quartz épaisses et la méthode du pointé des franges, qui convient très bien pour les corps transparents, ne permettrait pas de faire les observations et les mesures sur les liquides colorés étudiés.

III. — Observations sur les tartrates absorbant inégalement.— Si l'on place avant ou après la lame cristalline une cuve à faces parallèles renfermant un liquide *transparent* doué du pouvoir rotatoire, les franges ne changent pas de place et restent bien dans le prolongement l'une de l'autre dans les deux spectres. Si le pouvoir rotatoire est grand, les franges pâlissent et finissent par s'effacer, mais on peut les rendre noires à nouveau en tournant l'un des nicols ; cette opération ne change pas la place des franges de Fizeau et Foucault, qui se trouvent toujours dans les régions du spectre pour lesquelles la lumière transmise par la lame reste rectiligne.

Mais si la cuve renferme un des liquides cités plus haut, on voit la bande se couper nettement. Le sens du déplacement indique, avec la solution de chrome, une vibration elliptique *gauche;* avec la solution de cuivre, une vibration elliptique droite (la frange étant celle qui est donnée par la lame de Bravais). Il n'est même pas nécessaire, avec ces liquides, de toucher à l'un des nicols pour rendre la frange complètement noire : on voit nettement que cette frange est coupée en deux parties.

C'est par ce procédé que j'ai observé tout d'abord l'inégalité des absorptions dans un réactif bien connu, la liqueur de Fehling, qui doit précisément ses propriétés au tartrate de cuivre qu'elle renferme en solution alcaline.

On a immédiatement une série de vérifications qui montrent bien que le caractère elliptique de la vibration est bien dû au liquide

absorbant interposé. Ainsi, lorsqu'on augmente l'épaisseur ou la concentration, les franges se séparent de plus en plus, en même temps que le champ d'observation s'assombrit, tandis qu'elles restent en coïncidence dans les régions du spectre où l'absorption est insensible.

IV. — Procédé de mesure des ellipses et des rotations. — Il s'agit de déterminer avec cet appareil l'angle $\rho$ que fait le grand axe de l'ellipse avec la vibration incidente, et le rapport des axes tg $\rho$ (voir *fig.* 2). Pour cela, il suffit de placer entre le polariseur P, qui est muni d'une graduation, et la lame cristalline B, un *quart d'onde*. Un parallélépipède de Fresnel F a le grand avantage de convenir pour toute l'étendue du spectre visible. Il a l'inconvénient de déplacer le faisceau lumineux; mais, une fois le réglage effectué, il restera immobile, et toutes les mesures se feront en tournant le polariseur que l'observateur, qui regarde au spectroscope, fait tourner à l'aide d'une tige et d'un joint à la Cardan.

Supposons que la section principale du polariseur P et que celle du parallélépipède (plan des deux réflexions) soient toutes deux verticales, la lumière issue de F est rectiligne (*fig.* 3). Mais, si nous tournons d'un certain angle $\varphi$ le polariseur, nous produisons à la sortie de F des vibrations elliptiques dont nous pouvons faire croître

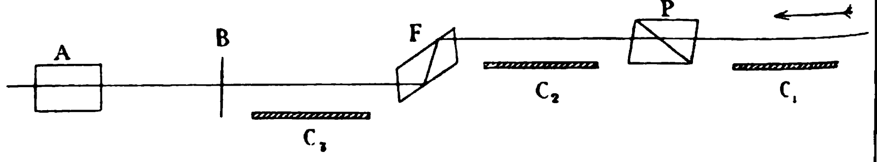



Fig. 3.

à volonté le rapport des axes, qui est tg $\rho$. Ces vibrations seront droites ou gauches, selon que l'on tourne le polariseur d'un côté ou de l'autre.

*Mesures des angles* $\varphi$ (ellipses). — Si l'on ramène les bandes à être dans le prolongement l'une de l'autre, et si on place entre le parallélépipède F et la lame B, sur un support approprié, en $C_3$, la cuve renfermant le liquide polarisant elliptiquement, les bandes se coupent. En faisant tourner le polariseur, produisons à la sortie de F une vibration elliptique, égale, mais de sens contraire, à celle qui est donnée par le liquide; nous rétablissons ainsi la polarisation rectiligne, et les

bandes reviennent dans le prolongement l'une de l'autre. Sur le cercle divisé du polariseur P, on lit immédiatement l'angle $\varphi$.

Nous n'avons pas tenu compte de la rotation. En réalité, lorsque la polarisation rectiligne est ainsi rétablie, la vibration rectiligne émergente n'est plus dirigée suivant la direction primitive, qui était verticale ; elle fait avec elle un angle $\rho$ égal à la rotation (qui n'est jamais que d'un petit nombre de degrés). Si cela est nécessaire, on rendra les franges complètement noires en tournant l'analyseur.

*Mesures des angles* $\rho$ (rotations). — Supposons encore que l'on ait ramené les franges à être en coïncidence. Plaçons en $C_2$ entre P et F une cuve remplie d'un liquide actif transparent. En tournant le polariseur d'un angle égal à la rotation, mais de sens contraire, on les ramène dans le prolongement l'une de l'autre, et l'on mesure ainsi, sur le cercle divisé du polariseur, la rotation $\rho$.

Si le liquide coloré polarise elliptiquement, cette opération donne encore la rotation $\rho$, car, en tournant de cet angle on a amené l'ellipse donnée par le liquide à avoir son grand axe vertical, et pour cette orientation le quart d'onde rétablit la polarisation rectiligne. La vibration produite fait un angle, qui est cette fois l'angle $\varphi$, avec la verticale ; si cet angle est un peu grand, on tourne l'analyseur de façon à rendre les franges tout à fait noires.

On voit que, par cette méthode, les deux angles $\rho$, $\varphi$, qui sont du même ordre de grandeur, sont mesurés par deux opérations tout à fait pareilles. Je renverrai au mémoire détaillé pour l'examen des diverses parties de l'appareil, pour la façon de faire le réglage, et pour les résultats relatifs aux longueurs d'onde des radiations employées, qui ont pu être déterminés avec une grande précision.

Pour donner une idée de la sensibilité du procédé employé ici pour reconnaître de la lumière elliptique, je dirai qu'avec la lame de quartz, employée le plus souvent (épaisseur, $255^{\mu}$), on pouvait reconnaître, avec un faisceau intense de lumière blanche, sans qu'il y ait de corps absorbants sur le faisceau, une vibration elliptique ayant un rapport des axes égal à tg 6′. Cela revient à mettre en évidence, entre deux composantes rectangulaires d'une vibration, un retard égal à $\frac{1}{1800}$ de longueur d'onde. On pouvait augmenter cette sensibilité en employant des lames plus minces et modifiant l'appareil dispersif.

## Troisième partie. — Résultats des mesures.

La méthode expérimentale qui vient d'être décrite m'a servi à étudier un assez grand nombre de liquides actifs colorés; je n'en ai rencontré qu'un très petit nombre où l'absorption des deux rayons circulaires fût inégale; ce sont des solutions de tartrates colorés, et j'ai déjà cité ceux qui m'ont donné les résultats les plus nets. Dans le cas où je n'ai pas observé ce phénomène, j'ai mesuré, autant qu'il m'a été possible, le pouvoir rotatoire $\rho$ pour les diverses radiations.

Le plus souvent cette mesure même était impossible parce que le pouvoir rotatoire devenait insensible, lorsqu'on avait assez diminué l'épaisseur ou la concentration pour distinguer les franges.

Je rapporterai seulement ici les résultats relatifs aux liquides, qui ont déjà été cités à propos de l'absorption inégale, puis les résultats relatifs à la dispersion rotatoire pour des liquides ne possédant pas cette propriété.

I. — Mesures relatives aux solutions de tartrate de cuivre. — Les résultats obtenus avec la solution bleu clair, obtenue en dissolvant 1 gramme de tartrate de cuivre [1] (droit) dans 100 centimètres cubes d'une solution de potasse renfermant 1 gramme de potasse caustique prise sous une épaisseur de $2^{cm},5$, sont représentés par les courbes de la figure 4. On y joint la courbe de dispersion rotatoire, déterminée avec le même appareil, relative à un corps transparent : une solution concentrée de tartrate neutre de potassium. Ces résultats donnent lieu aux remarques suivantes:

1° *La lumière ne devient elliptique que s'il s'agit d'une radiation absorbée.* — Le rapport des axes tang $\varphi$ décroît à mesure qu'on se rapproche de la partie bleue et violette du spectre qui ne sont pas absorbées sensiblement;

2° *La dispersion rotatoire de ce liquide est tout à fait anomale.* — Le pouvoir rotatoire, insensible pour les rayons rouges, croît rapidement, passe par un maximum dans le jaune verdâtre, puis décroît à mesure que la longueur d'onde diminue, et reprend à partir du bleu des valeurs croissantes.

---

[1] J'ai fait les mêmes mesures avec la solution de tartrate *gauche* de cuivre. J'ai trouvé des rotations et des ellipses de signes contraires, mais les valeurs absolues diffèrent au plus de quatre minutes, pour toutes les radiations, des nombres relatifs au sel droit. Cet accord constitue une vérification importante.

Pour m'assurer de l'exactitude de ces résultats, j'ai refait ces mesures avec d'autres épaisseurs et d'autres concentrations, en mettant toujours dans le liquide des poids égaux de tartrate de cuivre et de potasse caustique. Ces mesures ne laissent pas de doute sur le sens des variations de $\rho$ et de $\varphi$ avec la longueur d'onde.

Les valeurs de $\rho$ et de $\varphi$ croissent lorsqu'on augmente l'épaisseur et

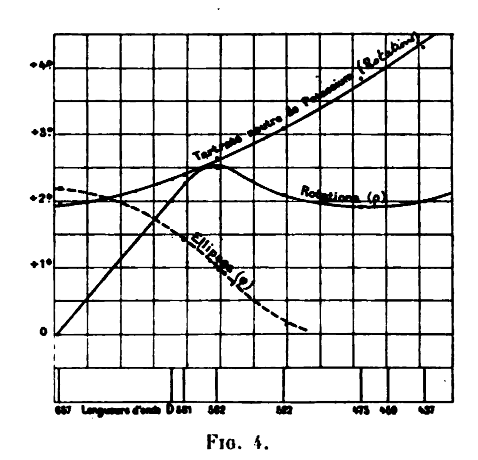



Fig. 4.

la concentration. Dans les limites des expériences, elles sont proportionnelles à l'épaisseur et semblent augmenter plus vite avec la concentration.

3° *Le pouvoir rotatoire de la solution alcaline de tartrate de cuivre est très grand.* — On trouve, en effet, immédiatement que la solution à 1 pour 100 (qui donne une rotation de 2° pour la lumière du sodium) a un pouvoir rotatoire environ trente fois plus grand qu'une solution de tartrate de potassium au même titre, douze fois plus grand qu'une solution de sucre également à 1 pour 100.

Je crois que ce grand pouvoir rotatoire doit être attribué à un sel double de cuivre et de potassium se formant lors de la dissolution du tartrate de cuivre dans la potasse. J'ai fait, en effet, une série de mesures en faisant varier la proportion de potasse. Lorsqu'on en met de plus en plus, les valeurs de $\rho$ et de $\varphi$ croissent d'abord rapidement, passent par un maximum, puis décroissent lentement. J'ai cherché à isoler dans ces solutions le composé formé : j'ai toujours été arrêté par leur instabilité.

La solution du tartrate de cuivre dans la soude, que j'ai étudiée

aussi, a tout à fait les mêmes propriétés que les solutions dans la potasse. Au contraire, la solution ammoniacale, d'un bleu céleste plus foncé, ne semble pas présenter le phénomène de l'absorption inégale. Les rotations sont plus faibles ; cependant on trouve encore que *la dispersion est nettement anomale.*

II. — Mesures relatives a des sels de chrome. — La figure 5

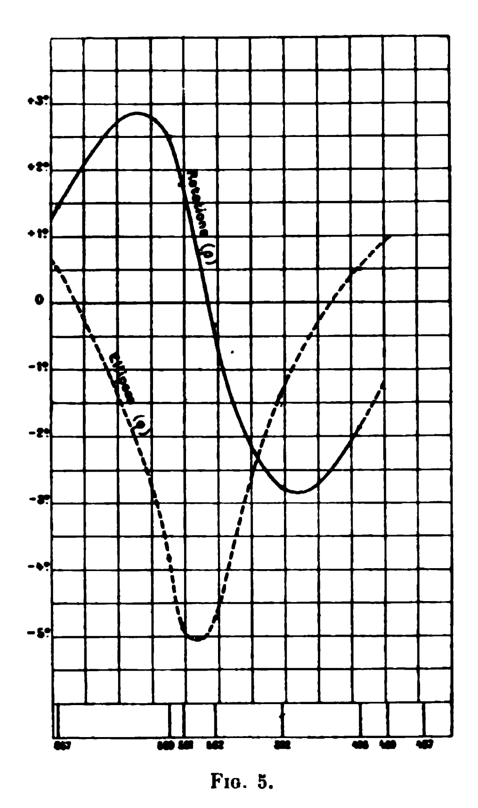



Fig. 5.

représente les résultats relatifs au liquide pour lequel j'ai indiqué précédemment les valeurs des deux coefficients d'absorption, déterminés par un procédé photométrique. Sous l'épaisseur choisie (1 centimètre), ce liquide absorbe la partie la plus brillante du spectre avec un maximum d'absorption dans le jaune verdâtre. Une autre bande d'absorption commence dans le bleu, et les mesures ont été impossibles dans le violet.

On peut faire sur ces courbes les remarques suivantes :

1° La courbe représentant les valeurs de $\varphi$ présente un point culminant dans la région du jaune verdâtre, où l'absorption est la plus forte. Dans cette région le liquide absorbe plus le rayon droit que le rayon gauche. C'est le contraire pour les rayons rouges et verts. Les deux spectres d'absorption des rayons droit et gauche ne sont donc pas pareils;

2° Le pouvoir rotatoire change de signe dans le jaune verdâtre. Le liquide est *droit* pour les rayons rouges et jaunes, *gauche* pour les rayons verts et bleus. On peut constater ce changement de signe sans faire de mesures, en examinant simplement la façon dont les bandes se coupent. Je l'ai, d'ailleurs, vérifié directement enplaçant la solution entre deux nicols à l'extinction ; en tournant l'analyseur dans un sens, on a une coloration verte; en tournant en sens contraire, une coloration rose.

3° On n'aperçoit pas de relation simple entre les valeurs de $\rho$ et de $\varphi$, par suite entre la différence des vitesses et celle des absorptions. Le rayon qui se propage le plus vite n'est pas toujours le moins absorbé.

On peut seulement remarquer que le maximum de la courbe des valeurs de $\varphi$ correspond à un point d'inflexion de la courbe de dispersion rotatoire.

Une question importante se pose au sujet de ces dernières conclusions. Ces résultats et les courbes qui les représentent se rapportent-ils à un seul composé actif, ou bien à un mélange de corps ayant une dispersion rotatoire anomale ? Je suis arrivé à la conclusion qu'on avait affaire à un seul composé, en faisant varier les rapports en poids des corps réagissants (tartrate et bichromate) et en étudiant les propriétés optiques des liquides obtenus. Ce composé apparaît dans le sel desséché, sous forme de grains d'un vert foncé, très solubles dans l'eau; mais je n'ai pu jusqu'ici l'obtenir sous forme de cristaux distincts, ni même le séparer complètement d'un excès de tartrate neutre de potassium formant des cristaux transparents. Ce tartrate de potassium n'a, d'ailleurs, aucune influence dans les mesures, son pouvoir rotatoire étant négligeable par rapport aux rotations observées, qui sont, comme pour la solution de cuivre, bien plus grandes que celles données par un tartrate transparent.

J'ai préparé des sels analogues avec le sodium et l'ammonium. Je rapporte, en outre, dans le mémoire détaillé, des mesures faites sur

les liquides verts obtenus par la réaction des différents tartrates alcalins sur l'alun violet de chrome, qui m'ont donné des résultats semblables.

III. — Liquides colorés ne présentant pas l'absorption inégale. — J'ai pu faire des mesures de pouvoir rotatoire sur quelques liquides colorés pour lesquels je n'ai pas constaté d'inégalité sensible entre les absorptions des deux rayons circulaires. Or, j'ai trouvé que la dispersion rotatoire est anormale. La figure 6 représente des résultats qui se rapportent à des solutions de composés définis et cris-

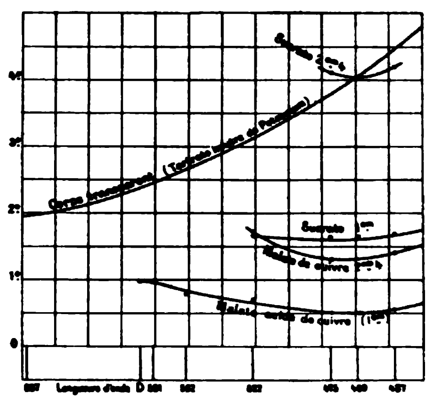


Fig. 6.

tallisables : solution concentrée de sucrate double de chaux et d'oxyde de cuivre, solution concentrée de malate basique bleu de cuivre.

On voit combien ces courbes de dispersion, même pour ces corps pour lesquels on n'a pas constaté l'inégalité d'absorption, diffèrent de la courbe relative à un corps transparent. Ce phénomène de la dispersion rotatoire anomale des corps absorbants nous apparaît ainsi comme plus général que celui de l'absorption inégale.

IV. — Recherches sur la polarisation rotatoire magnétique. — J'ai appliqué le même dispositif expérimental à des recherches sur des milieux colorés placés dans un champ magnétique (1).

Aucun des liquides étudiés n'a présenté le phénomène de l'inégalité

(1) Voir le Journal *l'Éclairage électrique ;* 1896.

des absorptions. Mais, *pour tous les composés* (1) *à la fois actifs et colorés, avec lesquels les mesures ont été possibles, on constate des modifications dans la courbe de dispersion rotatoire près des bandes d'absorption.*

Ces mesures de polarisation rotatoire magnétique me conduisent à considérer comme un fait très général cette *dispersion rotatoire anomale des corps absorbants*, qui n'a pu être mise en évidence qu'avec quelques liquides colorés naturellement actifs.

Je pense qu'il contribuera à expliquer les différences, déjà signalées, entre les modes de dispersion rotatoire des différents corps. *La présence d'une bande d'absorptions, qui peut, d'ailleurs, passer inaperçue, peut changer la forme de la courbe de dispersion et altérer beaucoup la valeur du pouvoir rotatoire pour une radiation donnée.*

Il en résulte qu'il faut examiner soigneusement une influence possible de l'absorption dans les recherches où l'on compare entre eux les différents corps d'après la valeur de leur pouvoir rotatoire ordinaire ou magnétique.

V. — Interprétation de ces résultats. — On peut expliquer très simplement ces résultats relatifs à la dispersion rotatoire anomale des corps absorbants, en les rattachant encore à la considération des deux rayons circulaires inverses.

Dans une région du spectre où se trouve une bande d'absorption, la courbe figurant les variations de l'indice d'un corps en fonction de la longueur d'onde ne présente pas la forme régulière, sans points d'inflexion, qui est propre aux corps transparents. Elle présente dans cette région une sinuosité, qui indique que l'absorption modifie la vitesse de propagation. Parfois cette modification est particulièrement nette, et différents savants ont pu étudier directement, par diverses méthodes, cette *dispersion anomale* (vapeur d'iode, fuchsine, etc.).

Supposons alors qu'il s'agisse d'un corps actif, et figurons les deux courbes représentant, en fonction de la longueur d'onde, les indices $n_1$, $n_2$, des deux rayons circulaires, ou plutôt les courbes

(1) J'ai étudié aussi des mélanges de corps actifs et de corps absorbants (solution de sucre colorée par la fuchsine, de bitartrate de sodium coloré par la mauvaniline, de sulfure de carbone coloré par l'iode pour la polarisation rotatoire magnétique, etc...). Ces mélanges n'ont jamais présenté ni l'inégalité des absorptions, ni les modifications dans la courbe de dispersion rotatoire. Deux liquides mélangés sans action chimique l'un sur l'autre se sont toujours comportés comme s'ils avaient été placés dans deux cuves séparées.

(dont la forme est à peu près la même) qui représentent les valeurs de $\frac{n_1}{\lambda}$ et $\frac{n_2}{\lambda}$. Ces courbes présenteront toutes deux une sinuosité dans la bande d'absorption. Or, une modification correspondante se retrouvera dans la courbe représentant le pouvoir rotatoire, puisque ce pouvoir rotatoire est proportionnel à la différence des ordonnées des deux courbes précédentes :

$$\rho = \pi \left(\frac{n_1}{\lambda} - \frac{n_2}{\lambda}\right).$$

La mesure du pouvoir rotatoire nous renseigne ainsi indirectement sur la loi reliant à la longueur d'onde l'indice de chacun des rayons, et met ainsi en évidence des modifications dues à l'absorption, que la mesure directe permettrait bien plus difficilement de découvrir. Elle constitue, en effet, un procédé interférentiel très sensible pour la comparaison des vitesses des deux rayons, et, d'autre part, la présence du dissolvant (lorsqu'il est inactif) ne vient pas modifier les résultats.

En rapprochant alors les résultats précédents des résultats déjà connus [1] sur la dispersion anomale (Kundt, Hurion, Bloch, etc.), j'ai interprété simplement les principales particularités observées sur les courbes de dispersion rotatoire : la variation rapide du pouvoir rotatoire lorsqu'on approche de la bande, et l'existence des points d'inflexion.

La considération des deux vibrations circulaires inverses, qui avait fait prévoir le phénomène de l'absorption inégale, permet donc d'expliquer facilement ce fait plus général de la dispersion rotatoire anomale des corps absorbants.

La conclusion de ce travail sera donc la suivante :

Voici des propriétés des corps actifs, plus complexes que celles des milieux transparents considérés habituellement, et qui se rattachent très simplement à la considération des deux vibrations circulaires inverses.

Le phénomène de la double réfraction circulaire joue le même rôle, dans l'étude des corps actifs, que la double réfraction dans l'étude des propriétés des cristaux. On a exactement, dans les deux cas, les mêmes raisons pour grouper, autour de ce phénomène, tous ceux que nous montre l'expérience.

---

(1) On trouvera dans le mémoire détaillé des courbes représentant quelques-uns de ces résultats et qui mettent bien en évidence la nature de la perturbation introduite par une bande d'absorption dans la loi des indices.

## SUR LES CHANGEMENTS DE PHASE PAR DIFFRACTION;

PAR M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

Les changements de phase produits par diffraction peuvent être mis en évidence par les déformations de franges d'interférence.

Imaginons que des deux faisceaux lumineux qui, par leur superposition, donnent naissance à des franges d'interférence, que je supposerai rectilignes et parallèles, l'un d'eux puisse être considéré comme indéfini dans toutes les directions, tandis que l'autre soit limité par un écran diffringent. Si $\varphi_1$ est, en un point M de l'écran, le retard de la phase du second faisceau sur celle du premier, provenant du phénomène d'interférence seul, $\varphi_2$ le retard de la phase dû au phénomène de diffraction, $\varphi_1$ et $\varphi_2$ sont des fonctions des coordonnées du point M. L'équation de la frange d'ordre $p$ sera :

$$\varphi_1 + \varphi_2 = 2p\pi.$$

Les franges d'interférence seront en même temps déformées et déplacées par diffraction.

Les phénomènes observés sont particulièrement simples, lorsque l'écran diffringent est limité par des bords rectilignes indéfinis et que ceux-ci sont parallèles et normaux aux franges d'interférence.

Dans le premier cas, $\varphi_1$ et $\varphi_2$ ne dépendent que de la distance $x$ du point observé au milieu de la frange centrale primitive. On observera uniquement un déplacement latéral des franges, sans changement de forme, un changement de distribution qui sera, en général, peu manifeste. On peut rattacher ces phénomènes à ceux qu'a étudiés M. F. Weber (1).

Dans le second cas, $\varphi_2$ ne dépend plus que de la distance $y$ du point considéré à l'un des bords de l'ombre géométrique. A une distance donnée de ce bord, les franges d'interférence se déplacent toutes ensemble d'une même quantité, ce déplacement correspondant à $\frac{\varphi_2}{2\pi}$ largeurs de franges; il s'effectue du côté du faisceau diffracté, si $\varphi_2$ est positif, c'est-à-dire si la diffraction introduit un retard de la phase. Ce déplacement étant variable avec $y$, il en résulte une déformation des franges, sans modification dans leurs distances, qui peut rendre très manifeste les phénomènes que nous étudions. Remar-

(1) *Wied. Ann.*, t. VIII, p. 407; et *J. de Ph.* (1), t. IX, p. 261.

quons de suite que, les franges devenant courbes, il sera nécessaire d'employer comme source, non une fente, mais un trou de très petites dimensions.

L'appareil interférentiel le plus commode pour réaliser ces expériences est constitué par les demi-lentilles de Billet. Il est aisé de diaphragmer l'un des faisceaux sans modifier l'autre en introduisant l'écran diffringent entre les lentilles et les images de la source données par elles.

Je me contenterai d'étudier le cas le plus simple, celui d'un écran indéfini ; la discussion en est rendue facile par l'emploi de la méthode graphique de M. Cornu.

L'écran diffringent étant d'abord supposé enlevé, le mouvement vibratoire en un point M quelconque, dû au faisceau correspondant, pourra toujours être représenté, en amplitude, par la droite J'J (*fig.* 1)

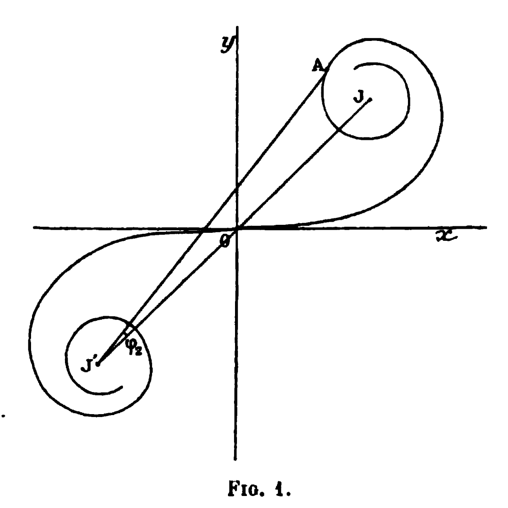



Fig. 1.

qui joint les deux points asymptotiques de la courbe de M. Cornu, en phase, par l'angle $\frac{\pi}{4}$ que fait cette droite avec l'axe des $x$.

Introduisons l'écran diffringent, et soit $v = my$ la valeur tabulaire de la distance du point M au bord de l'ombre géométrique, $v$ étant positif lorsque le point M est du côté géométriquement éclairé. L'amplitude en M est représentée par la droite J'A qui joint J au point marqué $v$ de la courbe, la phase par l'angle $\alpha$ de J'A avec

l'axe des $x$. Le changement de phase produit par diffraction est donc $\varphi_2 = \alpha - \frac{\pi}{4}$. On peut le calculer en fonction des intégrales S et C de Fresnel par la formule :

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = \frac{S - C}{1 + S + C}.$$

Si $v$ est très grand, positif, $\varphi_2$ est sensiblement nul. Si $v$ décroît en restant positif, $\varphi_2$ oscille de part et d'autre de zéro, ses valeurs maxima (en valeur absolue) croissant, tout en restant très petites, et ses valeurs nulles correspondant très sensiblement aux maxima et aux minima d'intensité. A la limite même de l'ombre géométrique, $\varphi_2 = 0$. Enfin, à l'intérieur de cette dernière ($v$ négatif, croissant en valeur absolue), la droite J'A tourne indéfiniment dans le même sens ; $\varphi_2$ est positif et croît indéfiniment. La discussion se trouve suffisamment résumée dans le tableau suivant, dans lequel, pour $v$ positif, on a inscrit uniquement les valeurs de $v$ qui correspondent aux valeurs nulles ou maxima en valeur absolue de $\varphi_2$.

| $v$ | $\frac{\varphi_2}{2\pi}$ | $v$ | $\frac{\varphi_2}{2\pi}$ |
|---|---|---|---|
| 2,559 | + 0,0132 | 0 | 0 |
| 2,343 | 0 | — 1,264 | + 5,000 |
| 2,138 | — 0,0168 | — 1,885 | + 1,000 |
| 1,885 | 0 | — 2,353 | + 1,500 |
| 1,607 | + 0,0215 | — 2,740 | + 2,000 |
| 1,264 | 0 | — 3,086 | + 2,500 |
| 0,571 | — 0,0432 | — 3,390 | + 3,000 |

On voit que les franges d'interférence ont une forme sinueuse, très peu accentuée, dans la partie géométriquement éclairée, et s'infléchissent fortement dans l'ombre géométrique du côté du faisceau diaphragmé. C'est ce que montre la figure 2, reproduction exacte, avec tous ses défauts, d'un cliché obtenu dans les conditions suivantes :

| | | |
|---|---|---|
| Distances | de la source aux demi-lentilles......... | 94$^c$,5 |
| | des demi-lentilles à l'écran diffringent... | 63$^c$ |
| | des demi-lentilles aux images de la source. | 97$^c$,5 |
| | des images à la plaque sensible......... | 120$^c$,0 |
| Largeur de l'écran......................... | | 0$^c$,30 |

$m = 8{,}8$, d'après le cliché même.

Afin d'élargir les franges d'interférence, on a employé comme objectif une lentille cylindrique, à génératrices parallèles aux franges.

Le phénomène observé dans ces conditions peut être considéré comme correspondant à un système de deux écrans indéfinis l'un et



Fig. 2.

l'autre. On distingue très nettement la dernière inflexion des franges avant leur pénétration dans l'ombre géométrique et on les suit assez loin dans l'intérieur de cette dernière, quoique les intensités des deux faisceaux interférents deviennent rapidement très différentes.

---

## RECHERCHES SUR LES ACTIONS PHOTOGRAPHIQUES DANS L'INTÉRIEUR DES TUBES A VIDE ;

Par M. Angelo BATTELLI (1)

La grande ressemblance qui existe entre les rayons X et les rayons que Lenard obtenait avec des tubes à paroi d'aluminium conduit à rechercher si les rayons cathodiques exercent directement dans l'intérieur du tube soit l'action photographique, soit la dispersion électrique.

L'étude du premier problème fait l'objet de ce travail.

*Action photographique des rayons émis intérieurement par la cathode.* — Le tube à vide, cylindrique, porte, soudé vers le milieu, un tuyau de verre de près de 2 centimètres de diamètre. Par ce tuyau on introduit dans le tube à vide une pellicule photographique enroulée sur un cylindre de laiton à l'extrémité d'un cylindre

(1) *Nuovo Cimento*, 4e série, t. III, avril 1896 (Extrait par M. Sagnac).

de carton qui glisse à frottement doux dans le tuyau. La pellicule sensible est recouverte d'un double de papier noir enroulé sur le cylindre. On place longitudinalement sur le papier noir quatre dessins de fils métalliques vis-à-vis de la cathode, de l'anode et des deux côtés regardant les parois. On fait le vide par le tuyau même qui a servi à introduire la pellicule sensible et qui demeure désormais en communication constante avec une pompe pneumatique à mercure.

Quand la pression est abaissée jusqu'à correspondre à $\frac{1}{100}$ ou $\frac{1}{200}$ de millimètre de mercure, on fait passer dans les tubes les décharges d'une machine de Wimshurst. Alors que la lumière du jour ne peut donner en quatre heures aucune action sur la pellicule recouverte de papier noir, on a toujours, avec quatre tubes à vide de verres différents, une forte impression vis-à-vis de la cathode avec une image très nette du dessin correspondant, une impression sensiblement nulle vis-à-vis de l'anode, et, sur les parties latérales de la pellicule, aucune impression ou une impression légère sur les bords tournés vers la cathode. En remplaçant les dessins de fils de cuivre et aluminium par des dessins de fils de cuivre et magnésium, on ne constate presque aucune différence entre les ombres du cuivre et celles des deux autres métaux, contrairement à ce qui se passe en dehors du tube.

*L'action photographique n'est pas due à une effluve électrique entre le papier noir et le cylindre métallique.* — Si, en effet, on entoure le cylindre avec un grillage de laiton, en forme de dé, relié au sol, toutes les pellicules ainsi protégées contre les actions électrostatiques sont encore impressionnées avec une intensité aussi grande qu'en l'absence de l'écran métallique, en même temps qu'on obtient l'ombre du grillage.

*L'action photographique n'est pas due à des rayons X produits là où les rayons cathodiques frappent le papier noir qui recouvre la pellicule.* — On fixe sur le papier noir différents fils de verre. On obtient toujours sur la pellicule des ombres bien marquées de ces fils (un peu moins marquées d'ailleurs que les ombres des fils de fer ou de cuivre). De petites lames de verre d'environ $\frac{1}{10}$ de millimètre d'épaisseur donnent aussi leur ombre. Or, si l'action était due à des rayons de Röntgen émis par le papier, il y aurait sous le verre, au

lieu d'une ombre, une impression plus grande qu'ailleurs sous l'influence de rayons X émis par le verre lui-même.

*L'action photographique à l'intérieur du tube est énergique alors que l'émission extérieure de rayons X est presque nulle.* — On construit un nouveau tube dans lequel le tuyau de verre est placé à l'extrémité opposée à la cathode, le cylindre qui porte la pellicule sensible touchant presque le bas du tube. Un autre cylindre semblable est placé extérieurement en contact avec la même base du tube dans la partie qui est le plus abondamment frappée par les rayons cathodiques. On emploie toujours une pose très courte, afin de pouvoir facilement distinguer entre les impressions photographiques des deux pellicules. Or, l'impression sur la partie de la pellicule interne qui regarde la cathode est toujours incomparablement plus grande que l'impression sur la pellicule externe.

Pour mettre dans des conditions aussi comparables que possible la pellicule externe et la pellicule interne, on place la première dans un tube à vide communiquant avec le premier. A des pressions supérieures à $\frac{1}{50}$. de millimètre de mercure la pellicule interne est seule impressionnée, sans qu'il y ait aucune impression sur la pellicule externe, les durées de pose étant de trente ou quarante minutes. Entre $\frac{1}{100}$ et $\frac{1}{200}$ de millimètre, on a une impression sur les deux pellicules, mais beaucoup plus forte sur la pellicule interne, à peu près dans le même rapport que lorsque la pellicule externe est dans l'atmosphère.

*Influence de la pression.* — Il est important de préciser à quelle pression on peut avoir une action photographique à l'intérieur du tube, sans que les rayons cathodiques proprement dits apparaissent, et de quelle façon cette action varie avec le degré de vide.

On a déjà une impression très nette pour une pression interne de $\frac{3}{10}$ de millimètre ; le tube est alors plein d'un pinceau blanc violacé se terminant aux deux électrodes, où de temps en temps apparaissent de petites étincelles.

On a comparé pour différentes pressions les noircissements de différentes pellicules pour un même temps de pose et une même vitesse de rotation de la machine Wimshurst.

En faisant correspondre à 10 le noircissement relatif à la pression

de $\frac{1}{200}$ de millimètre, on construit une échelle décimale dont le but est seulement de donner une idée des variations de l'action photographique avec la pression.

| | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Pression intérieure....... | $\frac{3}{10}$ | $\frac{2}{10}$ | $\frac{1}{12}$ | $\frac{1}{25}$ | $\frac{1}{50}$ | $\frac{1}{100}$ | $\frac{1}{140}$ | $\frac{1}{170}$ | $\frac{1}{200}$ |
| Degré de noircissement... | $\frac{1}{4}$ | 2 | 3 | 5 | 7 | 8 | 9 | 10 | 10 |

On voit que l'action photographique augmente d'abord rapidement avec la raréfaction, puis beaucoup plus lentement.

Avec $\frac{2}{10}$ de millimètre de pression, le tube qui donnait sur unc pellicule intérieure le noircissement 2 ne produit aucune impression, après trois heures de pose, sur une pellicule placée à l'extérieur au contact immédiat de la paroi anticathodique.

*Il y a des rayons actifs qui ne sont pas déviés par l'aimant.* — Une pellicule photographique est descendue par un tuyau dans le verre de la calotte supérieure d'une ampoule à vide sphérique, dont la cathode et l'anode sont aux extrémités d'un diamètre horizontal. Par l'action d'un puissant électro-aimant placé devant la calotte inférieure, on dévie fortement les rayons cathodiques, de façon que l'œil les voit effleurer le bord inférieur du cylindre sensible. Toutes les épreuves ainsi obtenues montrent une forte impression de la pellicule devant la cathode, une impression moins forte du côté de l'auréole fluorescente produite par les rayons cathodiques et ne montrent rien sur le reste de la pellicule. Outre l'existence de rayons actifs non déviés par l'aimant, cette expérience montre qu'il y a des rayons actifs renvoyés par la paroi de verre.

*Parmi les rayons déviés par l'aimant il y a des rayons actifs.* — On introduit dans l'ampoule sphérique un cylindre sensible occupant toute la hauteur diamétrale de la sphère. L'électro-aimant déviant, comme tout à l'heure, les rayons cathodiques vers le bas, on obtient une action photographique de beaucoup plus intense qu'ailleurs dans la partie inférieure des pellicules, c'est-à-dire là où agissent les rayons déviés par l'aimant, soit devant la cathode, soit devant la tache fluorescente. On devrait avoir un effet uniforme le long de chaque génératrice du cylindre, si l'électro-aimant n'exerçait aucune déviation sur les rayons actifs.

*Conclusions.* — Dans l'intérieur des tubes à vide on obtient une action photographique vis-à-vis de la cathode, même quand le tube n'exerce pas à l'extérieur d'action photographique sensible et alors qu'on n'observe plus la fluorescence du verre ni les propriétés caractéristiques des rayons cathodiques proprement dits.

Parmi les rayons impressionnants, une partie sont déviés par l'aimant et une partie ne le sont pas. Il est donc permis d'admettre que les *rayons de Röntgen existent déjà dans l'intérieur du tube, comme y existent déjà les rayons étudiés par Lenard. Les premiers passeraient plus facilement que les seconds à travers les parois et, par suite, sortiraient seuls du tube à travers des parois de verre un peu épaisses*.

En disant que les rayons de Röntgen sont produits, dans le tube en même temps que les rayons cathodiques ordinaires, on ne contredit pas les expériences d'après lesquelles les rayons de Röntgen paraissent naître là où un obstacle matériel est frappé par la radiation cathodique. Il suffit d'admettre que l'obstacle agit sur les rayons cathodiques soit en les filtrant, soit en les répandant dans toutes les directions [1].

---

## PRINCIPES DE LA MACHINE A RÉSOUDRE LES ÉQUATIONS DE M. LEONARDO TORRES;

Par M. Maurice d'OCAGNE.

I. — M. Leonardo Torres, ingénieur au Corps espagnol des Ponts et Chaussées, a donné une solution mécanique absolument générale et complète du problème de la résolution numérique des équations. Il a indiqué le moyen de construire des machines, uniquement composées de systèmes à liaisons complètes, et tellement disposées que la seule inscription des coefficients sur certains tambours gradués

---

[1] En même temps que l'auteur faisait ces recherches, M. de Metz a fait des expériences sur l'action photographique des rayons cathodiques dans l'intérieur des tubes à vide. (Voir *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 880; 20 avril 1896). Mais il a seulement introduit dans un tube de Crookes des feuilles sensibles placées dans un petit châssis fermé avec des lames de différentes substances. Comme l'a remarqué M. Poincaré, ces expériences ne suffisent pas à démontrer que les rayons cathodiques possèdent l'action photographique, pas plus qu'on ne peut tirer cette conclusion de mes premières expériences.

suffit à faire apparaître les valeurs des racines cherchées sur un dernier tambour dont les déplacements angulaires dépendent à la fois de ceux des précédents.

Les principes qu'il a imaginés à cet effet permettent de démontrer la possibilité de la détermination mécanique, non seulement des valeurs des racines réelles, mais encore des modules et des arguments des racines imaginaires, et non seulement pour une équation à une inconnue, mais encore pour un système de plusieurs équations à plusieurs inconnues.

Si, théoriquement, la solution n'est guère plus compliquée dans un cas que dans l'autre, il n'en va pas de même au point de vue pratique, en raison de la multiplicité des organes à faire intervenir.

Si l'on se borne au cas des racines réelles d'une seule équation, il faut remarquer que le problème peut encore être réduit à la recherche des seules racines positives, les valeurs absolues des racines négatives pouvant être obtenues comme racines positives de la transformée en $-x$.

Dans l'exposé qui suit, nous nous bornerons donc à cet énoncé réduit. Le seul modèle que M. Torres ait fait construire jusqu'ici [1], et qui a été placé sous les yeux de la Société de Physique dans la séance du 15 mai 1896, est, d'ailleurs, destiné à la recherche des racines positives des équations de l'une des deux formes :

$$x^9 + Ax^8 = B \quad \text{et} \quad x^9 + Ax^7 = B.$$

II. — Avant toute description mécanique, il convient d'indiquer l'ingénieux procédé par lequel M. Torres représente les nombres entre des limites aussi reculées qu'on peut le désirer :

Que l'on imagine deux tambours portant à leur périphérie, l'un une graduation logarithmique, telle que celle des règles à calcul, s'étendant de 100 à 1.000, l'autre une graduation régulière chiffrée à partir d'une certaine origine, dans un sens de 1 à 20 par exemple, dans l'autre de — 1 à — 20, les divisions 20 et — 20 étant contiguës de part et d'autre du trait diamétralement opposé au trait origine. Ce second tambour est lié au premier de telle sorte qu'il avance d'une division dans un sens ou dans l'autre, alors que le premier fait

(1) M. Torres a confié le soin de construire, sur de nouveaux dessins de détail, un modèle plus perfectionné de sa machine, à M. Carpentier, le constructeur parisien bien connu.

un tour complet dans un sens ou dans l'autre. Or, pour chaque tour du premier tambour effectué dans le premier sens, l'ordre décimal du nombre représenté augmente d'une unité, et inversement dans le deuxième sens. On voit donc, en partant de l'origine, que la lecture faite sur le second tambour n'est autre que la caractéristique du logarithme du nombre lu sur le premier. Elle indique la place où doit être mise la virgule dans ce nombre.

Si, par exemple, on lit à l'index du premier tambour 756, à l'index du second 2, le nombre inscrit est 75,6. Si, au contraire l'index du second avait marqué — 2, le nombre inscrit aurait été 0,0756.

Avec la graduation telle qu'on l'a supposée ici, on voit qu'on peut ainsi inscrire tous les nombres depuis $10^{-20}$ jusqu'à $10^{20}$ avec une erreur relative constante.

L'ensemble de ces deux tambours a reçu de M. Torres le nom d'*Arithmophore logarithmique*.

III. — Cette définition étant posée, remarquons que toute équation algébrique peut, par groupement dans un même membre des termes de même signe, s'écrire

$$(1) \qquad \Sigma A_p x^p = \Sigma A_n x^n,$$

les coefficients A étant tous positifs.

Imaginons qu'on fasse correspondre à chacune des quantités $A_p$, $A_{p'}, \ldots$, $A_n$, $A_{n'}, \ldots$ et $x$ un arithmophore. Si nous pouvons lier mécaniquement à ceux-ci deux arithmophores sur lesquels s'inscriraient, d'une part, $\Sigma A_p x^p$, de l'autre, $\Sigma A_n x^n$, il suffira de lier ceux-ci de manière que leurs déplacements angulaires soient constamment égaux, pour que, quels que soient les déplacements imprimés au système, les valeurs de $A_p$, $A_{p'}, \ldots$, $A_n$, $A_{n'}, \ldots$, et $x$, lues à chaque instant simultanément sur les arithmophores correspondants, satisfassent à l'équation (1).

Toute la question revient donc à rattacher mécaniquement aux arithmophores de $A_p$, $A_{p'}, \ldots$ et $x$ l'arithmophore de $A_p x^p + A_{p'} x^{p'} + \ldots$

IV. — Ce rattachement repose sur les trois principes suivants :

1° Les déplacements angulaires de l'arithmophore d'une quantité étant proportionnels au logarithme de cette quantité, on voit, puisque

$$\log (x^p) = p \log x,$$

que, pour passer de l'arithmophore de $x$ à celui de $x^p$, il suffit de faire en sorte que les déplacements angulaires du second soient à

ceux du premier dans le rapport de $p$ à 1, condition bien facile à réaliser, comme on sait, au moyen de roues dentées.

2° Pour lier l'arithmophore de $A_p x^p$ à ceux de $A_p$ et de $x^p$, M. Torres a recours à la remarque que voici :

Si trois manchons $M_1$, $M_2$, $M_3$, enfilés sur un même axe, sont pourvus, les deux extrêmes $M_1$ et $M_3$ de roues d'angle identiques, celui du milieu $M_2$ d'une tige servant d'axe à une roue d'angle engrenant avec les deux premières, on a, entre les déplacements angulaires simultanés, $m_1$, $m_2$ et $m_3$ de ces trois manchons, la relation

$$2m_2 = m_1 + m_3.$$

Si donc les manchons $M_1$ et $M_3$ ont les mêmes déplacements angulaires, respectivement, que les arithmophores de $A_p$ et de $x^p$, les déplacements du manchon $M_2$ seront égaux à la moitié de ceux de l'arithmophore de $A_p x^p$, ce qui permettra de réaliser mécaniquement ceux-ci.

3° Reste, en posant $A_p x^p = U$, $A_{p'} x^{p'} = U'$,..., à déduire des arithmophores de $U$, $U'$,..., celui de $U + U' + \ldots$ Il est bien évident, d'ailleurs, que l'on peut se borner à deux termes, car, une fois effectuée, la somme $U + U'$, il suffit, par le même moyen, d'ajouter $U''$ au résultat, et ainsi de suite.

La difficulté du problème est celle-ci : les déplacements des arithmophores de $U$, $U'$ et $U + U'$ doivent être proportionnels aux logarithmes de ces quantités. Or, il n'existe pas de relation algébrique entre $\log(U + U')$, $\log U$ et $\log U'$. Pour tourner cette difficulté, M. Torres a imaginé le très curieux artifice que voici, qui, comme on va voir, équivaut à une réalisation mécanique des logarithmes d'addition de Gauss.

On peut écrire :

$$\log(U + U') = \log\left[U'\left(\frac{U}{U'} + 1\right)\right] = \log U' + \log\left(\frac{U}{U'} + 1\right).$$

Si on pouvait avoir sur un arithmophore les valeurs de $\frac{U}{U'} + 1$, la question serait résolue par le moyen indiqué au 2°.

Or, si on pose

$$\log\frac{U}{U'} = V, \qquad \log\left(\frac{U}{U'} + 1\right) = V',$$

on a

$$(2) \qquad V' = \log(10^V + 1).$$

Comme on peut lier aux arithmophores de U et de U' un arbre dont les déplacements angulaires soient proportionnels à

$$V = \log U - \log U',$$

tout revient, en dernière analyse, à lier l'un à l'autre deux arbres dont les déplacements angulaires V et V' soient liés par l'équation (2). Il suffit pour cela qu'il y ait à chaque instant entre les déplacements élémentaires $dV$ et $dV'$ de ces axes la relation

$$\frac{dV'}{dV} = \frac{10^V}{10^V + 1}.$$

Ce rapport, pour V variant de $-\infty$ à $+\infty$, varie de 0 à 1. Mais on peut déterminer des valeurs $-V_0$ et $+V_0$ de V, telles qu'entre $-\infty$ et $-V_0$ le rapport $\frac{dV'}{dV}$ puisse être considéré comme nul, au degré d'approximation demandé (c'est-à-dire qu'il soit en valeur absolue inférieur à l'erreur permise) et de même qu'entre $V_0$ et $\infty$, $\frac{dV'}{dV}$ puisse être considéré comme égal à 1.

On aurait donc à combiner un mécanisme tel que le rapport des vitesses angulaires de deux arbres, égal à 0 pour $V < -V_0$ et à 1 pour $V > V_0$, passe dans l'intervalle de l'une à l'autre de ces valeurs. Un tel mécanisme n'est pas pratiquement réalisable, *faute de pouvoir faire tendre le rapport de deux vitesses angulaires vers zéro.*

Pour tourner cette nouvelle difficulté, M. Torres écrit

$$(3) \qquad V'' = \log(10^V + 1) + mV,$$

$m$ étant une constante positive, d'ailleurs quelconque.

Dès lors

$$(4) \qquad \frac{dV''}{dV} = \frac{10^V}{10^V + 1} + m,$$

et ce rapport, pour V variant de $-V_0$ à $+V_0$, passe de la valeur $m$ à la valeur $m + 1$. Comme il est facile de réaliser mécaniquement la liaison

$$V''' = -mV,$$

il n'y a plus ensuite qu'à effectuer la somme

$$V = V' + V''$$

par le moyen indiqué au 2°.

Pour réaliser mécaniquement la relation (3), M. Torres a recours à deux fusées portées respectivement sur les arbres dont les déplacements angulaires sont V″ et V. Chacune de ces fusées est munie de dents plantées le long d'une sorte d'hélice s'enroulant sur sa périphérie. Avec les dents de l'une et de l'autre engrène une roue dont l'axe est guidé de façon à rester dans le plan des axes des deux fusées, auxquels il est, bien entendu, parallèle. Cette roue intermédiaire, en se déplaçant le long du profil des fusées, réalise le même effet que si les axes de ces fusées portaient chacun une roue de rayon variable, les variations de ces rayons étant les mêmes que celles des rayons des sections successives de chaque fusée.

On conçoit dès lors qu'il est possible, par l'analyse mathématique, de déterminer le profil de ces fusées de façon que le rapport des vitesses angulaires des deux arbres, pour V variant de $-V_0$ à $+V_0$, suive précisément la loi donnée par la formule (4).

5. — Tels sont les principes mathématiques sur lesquels repose la très curieuse machine de M. Torres. Quant au mode d'emploi de cette machine, il résulte de ce qui a été dit dans le second alinéa du numéro 3. Supposons, en effet, que tous les coefficients, sauf un, aient été inscrits sur les arithmophores correspondants et que ceux-ci aient été fixés dans cette position. En agissant alors sur l'arithmophore de $x$, on fera varier seulement celui du dernier coefficient, et chaque fois que la lecture faite sur cet arithmophore passera par la valeur donnée pour le dernier coefficient, la lecture faite à ce moment sur l'arithmophore de $x$ fera connaître une racine positive de l'équation. Il suffira, d'ailleurs, pour cette opération, de faire varier $x$ entre les limites inférieure et supérieure des racines positives, qui sont données par des règles bien connues.

---

## DENSIMÈTRE UNIVERSEL;

Par M. H. COURTONNE.

Notre *densimètre universel* est un flotteur à poids et à volume variables permettant de prendre la densité de tous les liquides et aussi celle des corps solides.

Il se compose d'un cylindre creux en laiton, terminé par deux calottes sphériques et portant à son extrémité inférieure une boule en laiton massif servant de lest au système. La tige qui surmonte le cylindre porte 100 divisions équidistantes, de bas en haut, représen tant chacune un poids de 1 centigramme.

Cette tige soutient un plateau annulaire destiné à recevoir des poids.

Une cavité centrale, suffisamment large et profonde, reçoit un tube de verre pouvant contenir un peu plus de 10 centimètres cubes de liquide, et divisé de 0 à 10 centimètres cubes en dixièmes de centimètre cube, ou bien un flacon à densité de Regnault, exactement du même poids.

L'appareil est construit de façon à affleurer au zéro de la graduation de la tige, plongé dans l'eau à 15° C., *lorsque le plateau est chargé de* 19 *grammes*, et au degré 100 de la graduation, *lorsque le plateau est chargé de* 20 *grammes*.

*Densité des liquides.* — Pour prendre la densité d'un liquide, on en mesure 10 centimètres cubes, avec une pipette, et on les introduit dans le tube de verre ou, mieux, on se sert du flacon à densité de Regnault.

Le poids des 10 centimètres cubes de liquide sera obtenu en retranchant de 19 grammes (poids qui donne l'affleurement au 0) les poids mis sur le plateau pour faire flotter l'appareil avec le tube plein de liquide, et ajoutant le degré lu sur l'échelle.

*Densité des solides.* — Pour prendre la densité d'un solide, on mesure 5 centimètres cubes d'eau dans le tube de verre, et on met dans le plateau un poids de 14 grammes : l'affleurement doit se faire au 0.

Ce point contrôlé, on introduit dans le tube la substance solide, et on enlève des poids, jusqu'à ce que le densimètre flotte entre le point 0 et le point 100 de la graduation. On a ainsi le poids du corps.

Son volume sera donné par le déplacement de l'eau dans le tube de verre ; on en déduit la densité avec une exactitude de 2 à 4 centièmes.

*Pesée des solides.* — En remplaçant le tube de verre gradué par une capsule du même poids, le densimètre peut encore servir de balance pour les corps solides d'un certain volume.

Pour cela, on s'assure du 0, en ajoutant 19 grammes dans le plateau,

puis on place dans la capsule le corps à peser et on retire des poids jusqu'à ce que l'appareil flotte normalement.

En se bornant à l'approximation du centigramme donnée par l'instrument, *la température de l'eau est tout à fait indifférente.*

Il suffit, en effet, quelle que soit la température de l'eau, de noter les poids du plateau et les degrés de la tige *avant* et *après* l'addition du corps solide ou l'introduction du liquide dans le tube pour connaître, par simple soustraction, le poids du solide ou du liquide et, par suite, la densité.

La densité trouvée correspond, bien entendu, à la température du liquide au moment de l'expérience.

---

G. UDNY YULE. — On a simple form of harmonic analyser (Forme simple d'analyseur harmonique); *Phil. Mag.*, 5ᵉ série, t. XXXIX, p. 367; 1895.

Soit PQR la courbe à analyser. Prenons l'origine des coordonnées au milieu de la base $PR = 2l$, et soit :

$$(1) \qquad y = \frac{1}{2} A_0 + A_1 \cos\theta + A_2 \cos 2\theta + \ldots + B_1 \sin\theta + B_2 \sin 2\theta + \ldots$$

l'équation de la courbe, avec

$$(2) \qquad \theta = \pi \frac{x}{l}.$$

$\frac{1}{2} A_0$ est l'ordonnée moyenne de la courbe. Les valeurs des autres coefficients sont

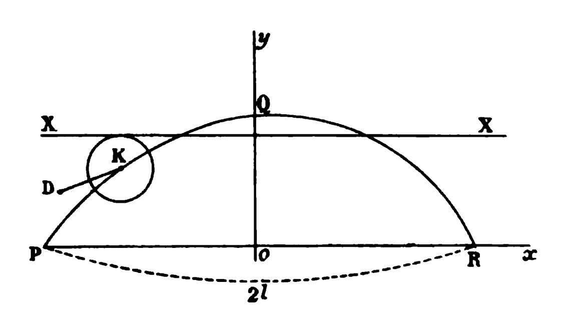
$$(3) \qquad \begin{cases} A_n = \dfrac{1}{l}\displaystyle\int_{-l}^{+l} y \cos n\theta \, d\theta\,; \\ B_n = \dfrac{1}{l}\displaystyle\int_{-l}^{+l} y \sin n\theta \, d\theta. \end{cases}$$

Ce sont précisément les coefficients qu'il s'agit de mesurer.

Considérons un disque circulaire dont le centre est K, astreint à rester en contact avec une droite XX parallèle à PR, et capable de rouler sur XX sans glissement. Supposons encore que XX peut glisser dans le plan PQR normalement à sa propre direction. Nous pouvons, dans ces conditions, faire décrire à K une courbe quelconque.

Amenons K en P et marquons un point D sur un diamètre hori-

zontal du disque, à la distance $r$ du centre. Faisons ensuite décrire au point K la courbe PQR; enfin, ramenons K en P le long de l'axe des $x$. Supposons que la circonférence du disque est une partie aliquote de PR, soit $\frac{2l}{n}$, et proposons-nous de déterminer l'aire de la courbe décrite par le point D.




Soient $x$, $y$ les coordonnées de K; celles de D seront :

$$x - r\cos n\pi \cos n\theta$$
$$y + r\cos n\pi \sin n\theta$$

en supposant que D est primitivement à gauche de K et que XX est au-dessus du disque.

L'aire tracée par le point D est

$$\int y dx - r\cos n\pi \int y d(\cos n\theta) + r\cos n\pi \int \sin n\theta \, dx - r^2 \int \sin n\theta d(\cos n\theta)$$

Les deux dernières intégrales s'annulent quand on les étend à une courbe fermée, et l'accroissement des deux premières est nul pendant le retour de R en P, le long de l'axe des $x$. Appelant $R_1$ l'aire totale décrite par le point D, on a donc :

$$R_1 = \int y dx + \cos n\pi \frac{rn\pi}{l} \int_{-l}^{+l} y \sin n\theta dx.$$

De même, si le point D avait été pris sur un diamètre vertical, on aurait eu :

$$R_2 = \int y dx + \cos n\pi \frac{rn\pi}{l} \int_{-l}^{+l} y \cos n\theta dx.$$

On pourra prendre $r$ égal à $\frac{10}{\pi}$, et l'on aura dès lors :

$$(4) \quad \begin{cases} R_1 = \int y dx + \cos n\pi . 10nB_n \\ R_2 = \int y dx + \cos n\pi . 10nA_n \end{cases}$$

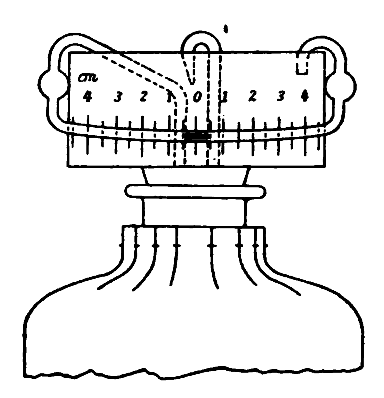
$\int y dx$ est obtenu à l'aide d'un planimètre quelconque. Quant à $R_1$ ou $R_2$, il sera commode, pour les obtenir directement, d'attacher la pointe d'un planimètre au point D du système mobile de M. Yule.

L'analyseur sera formé de plusieurs roues dentées K correspondant aux valeurs 1, 2, 3, ..., de $n$, et pouvant se substituer l'une à l'autre pour engrener avec une même crémaillère XX convenablement guidée. On répétera avec chacun de ces disques la double opération fondamentale, en plaçant le diamètre DK soit horizontal, soit vertical au départ, en P. On obtiendra autant de systèmes (4), d'où on tirera les coefficients $A_n$ et $B_n$.

E. Bouty.

F. v. HEFNER ALTENECK. — Apparat zur Beobachtung und Demonstration kleiner Luftschwankungen [Variometer] (Appareil pour l'observation et la démonstration de petites variations de la pression de l'air [Variomètre]); *Wied. Ann.*, t. VII, p. 468 ; 1896.

Un flacon de 1 litre enveloppé d'ouate est muni d'un bouchon de




caoutchouc portant deux tubes : l'un, effilé à la lampe en pointe très fine, ne permet qu'un écoulement d'air très lent; l'autre, de 2 à 3 mil-

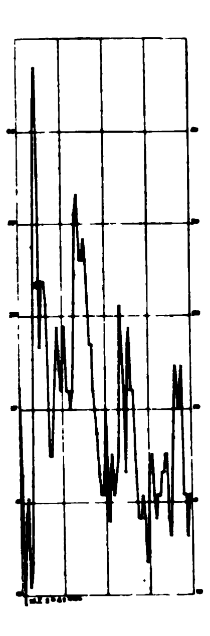
limètres de diamètre intérieur, se recourbe comme le montre la figure et contient une goutte d'un liquide coloré.

Quand la pression de l'air extérieur éprouve une petite variation brusque, l'index liquide est brusquement déplacé vers la droite ou vers la gauche, et ne revient que très lentement, à mesure que l'air rentre par la pointe fine, à sa position d'équilibre située dans la partie moyenne la plus basse du tube. Il suffit d'élever cet appareil dans l'air de 1 à 2 décimètres pour constater une déviation appréciable de l'index.

E. Bouty.

M. TŒPLER. — Ueber Beobachtungen von Windwogen (Sur l'observation d'ondes aériennes); *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 472; 1896.

Le dispositif employé par M. Tœpler est très analogue à celui de M. v. Hefner-Alteneck. Le récipient de 1 litre est remplacé par un tube cylindrique de 100 centimètres cubes; le tube effilé, par un tube capillaire ordinaire, adapté à l'une des extrémités du cylindre; le



tube recourbé contenant l'index liquide est adapté à l'autre extrémité. Cet index est formé par du xylol, et ses mouvements sont observés à l'aide d'un microscope muni d'un micromètre oculaire. Il vaudrait

encore mieux enregistrer photographiquement les mouvements de l'index.

Le mémoire de M. Tœpler est accompagné d'un certain nombre de diagrammes obtenus à l'aide de cet appareil, placé dans une salle fermée, mais pourvue de nombreuses fenêtres et de canaux de ventilation. Les seuls diagrammes publiés sont ceux où s'est manifesté une périodicité régulière qu'on n'observe, d'ailleurs, qu'exceptionnellement. Nous reproduisons ici un de ces diagrammes : il rappelle la forme vibratoire résultant de la superposition de plusieurs harmoniques.

L'existence d'ondes aériennes de cette espèce (Windwogen) a été prévue par Helmholtz (1).

E. Bouty.

A.-W. PORTER. — On the influence of the dimensions of a body on the thermal emission from its surface (Influence des dimensions d'un corps sur l'émission thermique de sa surface); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXIX, p. 268; 1895.

On sait depuis longtemps que le pouvoir total d'émission d'un corps par unité de surface (comprenant le rayonnement, la chaleur enlevée en vertu de la conductibilité du milieu et de la convection) varie avec la forme et les dimensions du corps. Péclet (2) donnait, à cet égard, des formules empiriques applicables soit aux cylindres de longueur indéfinie, soit aux sphères. Plus récemment, MM. Ayrton et Kilgour (3) ont expérimenté sur des fils fins et exprimé leurs résultats par des formules empiriques de la même forme que celles de Péclet.

M. Porter propose de considérer la totalité de la chaleur émise comme formée de deux termes : le premier, proportionnel à l'excès de température $\theta$, correspond au rayonnement ; le second serait proportionnel au gradient de la température $\frac{d\theta}{dn}$ et comprendrait la conduction et aussi la convection, que M. Porter suppose soumises à la même loi. Le gradient $\frac{d\theta}{dr}$ a, par raison de symétrie, une valeur uniforme sur toute la surface d'une sphère logée dans une enceinte sphérique concentrique, ou encore en tous les points d'un cylindre

(1) H. v. Helmholtz, *Wied. Ann.*, XLI, p. 641; 1890.
(2) Péclet, *Théorie de la chaleur.*
(3) Ayrton et Kilgour, *Phil. Trans.*, 1892.

environné d'un cylindre concentrique. M. Porter en calcule aisément la valeur dans ces deux cas, et il représente le pouvoir émissif total par les formules suivantes :

$$\text{Cylindre} \ldots \quad h + \frac{c}{a(\log R - \log a)}$$

$$\text{Sphère} \ldots \quad h + \frac{c'R}{a(R - a)}$$

dans lesquelles $a$ est le rayon de la sphère ou du cylindre ; R, le rayon de l'enceinte ; $h$, $c$, $c'$ sont des constantes.

M. Porter prouve que ces formules représentent les expériences de Péclet, celles de MM. Ayrton et Kilgour, de MM. Mac Farlane (1) et Bottomley (2) et, enfin, des expériences qu'il a lui-même exécutées en collaboration avec M. Eumorfopoulos.

La conclusion principale de l'auteur, c'est que la forme et les dimensions de l'enceinte influent d'une manière très sensible sur l'émission totale, et qu'on ne doit accepter qu'avec une extrême circonspection les résultats d'expériences dans lesquelles les renseignements relatifs à l'enceinte font défaut.

E. Bouty.

N. EUMORFOPOULOS. — On the determination of thermal conductivity and emissivity (Sur la détermination de la conductibilité et du pouvoir émissif calorifique total) ; *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXIX, p. 280 ; 1895.

En cherchant à vérifier la formule connue dite *de la barre*, sur des tiges de même substance et de même longueur, mais de diamètres différents, l'auteur a trouvé des résultats absolument inadmissibles. Il a alors appliqué aux mêmes barres la méthode classique d'Ångström, qui fournit séparément le coefficient de conductibilité interne et le pouvoir émissif superficiel total (ou coefficient de conductibilité externe) comprenant le rayonnement et l'effet total du milieu (conductibilité propre et convection).

M. Eumorfopoulos a ainsi obtenu des valeurs concordantes du coefficient de conductibilité interne, mais le pouvoir émissif total est d'autant plus grand que le diamètre des barres est plus petit. Ce dernier résultat est d'accord avec ceux de MM. Ayrton et Kilgour (3).

La formule *de la barre*, qui suppose le coefficient de conductibilité externe *constant*, ne doit être employée qu'avec une extrême réserve.

E. Bouty.

(1) Mac Farlane, *Proc. Roy. Soc.*, 1892.
(2) Bottomley, *Trans. Roy. Soc.*, 1892.
(3) Voir ci-dessus.

J. EVERSHED. — Experiments on the radiation of heated gazes (Expériences sur la radiation des gaz chauds); *Phil. Mag.*, t. XXXIX, p. 460 ; 1895.

Si l'on chauffe de l'iode, dans un tube de verre, à la plus haute température que l'on peut produire à l'aide d'un bec Bunsen, la vapeur d'iode donne un spectre d'émission continu assez analogue à celui que fournirait un fil de fer chauffé au rouge, tandis que, dans les mêmes conditions, le spectre d'absorption de la vapeur d'iode est formé des bandes nettement distinctes, que l'on connaît. Le spectre d'émission ne change pas quand l'iode est chauffé dans l'air, l'azote ou l'acide carbonique ; avec l'hydrogène, on obtient encore le même spectre, mais il ne tarde pas à disparaître par suite de la formation d'acide iodhydrique.

On peut remplacer l'iode par le brome : le spectre d'émission continu est aussi brillant. Avec le chlore, le soufre ou l'arsenic, on obtient encore une lueur distincte, mais trop pâle pour qu'on puisse bien caractériser le spectre d'émission produit.

Toutes ces vapeurs colorées émettent donc de la lumière à la température du rouge, et M. Evershed croit pouvoir affirmer que cette émission n'est liée ni à une action chimique, ni à la dissociation des vapeurs considérées.

La vapeur de sodium a fait l'objet d'une étude spéciale. Le sodium vaporisé dans un gaz inerte, par exemple le gaz d'éclairage, donne d'abord un spectre d'émission continu sur lequel se détache une bande noire dans la région D ; peu à peu le sodium distille vers les parties froides du tube ; le spectre se rétrécit et finit par se réduire à une bande brillante en D, sur laquelle se détache une raie d'absorption très fine. Ces modifications du spectre d'émission sont liées à un changement de couleur de la vapeur, qui d'un violet intense passe au vert jaunâtre ; on constate des modifications correspondantes du spectre d'absorption comprenant d'abord des bandes nombreuses dans le vert et le bleu et se réduisant finalement à la raie D. M. Evershed pense que, pour le sodium, comme pour les autres vapeurs colorées qu'il a étudiées, les diverses phases de l'émission correspondent simplement à des changements de densité et ne dépendent d'aucune action chimique. Toutes ces vapeurs émettent de la lumière par *incandescence* ; on dirait, en Allemagne, par *thermoluminescence*.

E. BOUTY.

**E. WIEDEMANN et G.-C. SCHMIDT. — Ueber Lichtemission organischer Substanzen im gasförmigen flüssigen und festen Zustand (Emission lumineuse de substances organiques à l'état gazeux, liquide et solide); *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 18; 1895.**

M. Lommel [1] a prouvé le premier que la vapeur d'iode est fluorescente. La couleur de la lumière émise est jaune orange et se manifeste avec la plus grande intensité quand la lumière solaire excitatrice est tamisée à travers un verre vert. Les rayons violets et ultra-violets sont inefficaces pour développer cette fluorescence.

MM. Ramsay et Young [2] et Wiedemann [3] ont mis en évidence la fluorescence de dissolutions de divers corps fluorescents à des températures supérieures au point critique.

Dans le mémoire actuel MM. Wiedemann et Schmidt étudient la fluorescence de substances organiques fortement absorbantes et volatiles, quand on les emploie à l'état solide, liquide ou gazeux.

1° *Fluorescence (photoluminescence) de vapeurs organiques.* — La substance à étudier est volatilisée dans un ballon fermé à la lampe, dans lequel on a préalablement fait le vide. Les rayons solaires ou les rayons de l'arc électrique sont concentrés par une lentille à l'intérieur du ballon. Tant que des parcelles solides ou liquides sont en suspension dans la vapeur, le faisceau lumineux paraît blanc; mais bientôt après on aperçoit une couleur fluorescente qui dépend de la nature de la substance.

| Substances | Couleurs |
|---|---|
| Rétène | bleu sombre faible. |
| Phénanthrène | bleu violet vif. |
| Anthracène | bleu intense. |
| Anthraquinone | bleu. |
| Chrysène | bleu très faible. |
| Naphtaline | violet très faible. |
| Naphtazarine | rouge brun très vif. |

L'azobenzol, la quinine, la diphénylamine, la naphtoquinone n'ont pas montré de fluorescence.

Pour tous les carbures d'hydrogène signalés ci-dessus, les spectres d'absorption des dissolutions sont dans le violet extrême ou l'ultra-

(1) Lommel, *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 356; 1883.
(2) Ramsay et Young, *Chem. News*, t. LIII, p. 205; 1886.
(3) E. Wiedemann, *Wied. Ann.*, t. XLI, p. 299; 1890.

violet, et les spectres d'absorption des vapeurs sont encore plus reculés vers l'ultra-violet (1). La loi de Stokes est donc applicable à ces vapeurs.

2° *Electroluminescence de vapeurs organiques.* — On n'a guère observé de spectres de corps organiques; le plus souvent, sous l'influence des décharges d'une bobine d'induction ou d'une machine à influence, ces corps ne montrent que les spectres dits du carbone, de l'oxyde de carbone, des hydrocarbures, ou du cyanogène. Cela tient à ce que la plupart des corps étudiés sont assez instables pour se décomposer sous l'influence des décharges électriques. Mais la naphtaline et les corps de constitution analogue peuvent subsister sur le trajet de l'étincelle sans se décomposer complètement, et on obtient des spectres caractéristiques, par électroluminescence. Le mode opératoire consiste à employer des tubes assez larges traversés par un véritable courant de vapeur. On volatilise peu à peu la substance dans une branche latérale inférieure du tube, tandis qu'on fait lentement le vide par une branche latérale supérieure.

Les spectres obtenus ne montrent ni lignes ni bandes distinctes; on s'est donc borné à indiquer les limites du spectre et la position du maximum.

| Substances | Couleurs | Limites | Maximum |
|---|---|---|---|
| Anthracène | bleu clair | 420-500 μμ | 450 μμ |
| Rétène | bleu | 420-504 | 450 |
| Quinone | jaune d'or | » | » |
| Anthraquinone | bleu vert | 420-540 | 425 |
| Naphtaline | bleu clair | 435-545 | 490 |
| Chrysène | bleu sombre | 415-545 | 420 |
| Phénanthrène | bleu | » | » |
| Naphtoquinone | vert | 475-580 | 535 |
| Hexadécyltolylcétone | bleu sombre | » | » |
| Naphtazarine | rouge brun | » | » |

La loi de Stokes est applicable à tous les spectres, mais non la loi de Kirchhoff. Le spectre d'émission est reculé vers le rouge par rapport au spectre d'absorption. Ces cas de luminescence doivent être fréquents. Les auteurs sont portés à penser que les spectres de $HgI^2$, $HgCl^2$, $HgBr^2$ et les spectres des halogènes observés par Goldstein (2) et par Ebert (3) sont des spectres de fluorescence.

(1) Pauer, *Sitzungsb. der med.-phyzik Soc. Erlangen*, 9 juillet 1895.
(2) E. Goldstein, *Verh. der physik. Ges. zu Berlin*, 1884.
(3) H. Ebert, *Wied. Ann.*, LIII, p. 155; 1894.

3. *Cathodoluminescence des corps liquides et solides.* — Les auteurs ont réussi à soumettre des liquides à l'action des rayons cathodiques : ces corps deviennent luminescents, mais ne tardent pas à brunir.

| Substances. | Couleurs. |
|---|---|
| Rétène . . . . . . | bleu. |
| Phénanthrène . . | bleu faible. |
| Aniline . . . . . . | bleu. |
| Diphénylamine . . | beau bleu. |

La couleur émise par cathodoluminescence n'est pas toujours la même suivant que le corps est à l'état liquide ou solide. Ainsi l'anthracène émet à l'état solide de la lumière verte, à l'état liquide de la lumière bleue, l'anthraquinone de la lumière jaune verte et bleu verte.

E. Bouty.

E. WIEDEMANN et C.-G. SCHMIDT. — Fluorescenz des Natrium-und Kaliumdampfes und Bedeutung dieser Thatsache für die Astrophysik (Fluorescence des vapeurs de sodium et de potassium ; importance de ce fait pour la physique astrale) ; *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 447; 1896.

1. Le potassium ou le sodium sont volatilisés dans un ballon de 5 centimètres de diamètre fermé à la lampe et vide d'air, qu'on chauffe dans un bec Bunsen, dont la flamme peut envelopper tout le tube. La lumière excitatrice est la lumière solaire condensée dans le ballon par une lentille.

*Sodium.* — Le spectre de fluorescence du sodium comprend (1) :

1° Une bande non cannelée dans le rouge, de 675 à 602,5$^{\mu\mu}$ ;

2° La ligne brillante jaune du sodium ;

3° Une bande cannelée dans le vert, de 540 à 496$^{\mu\mu}$.

*Potassium.* — Le spectre de fluorescence se réduit à une bande rouge intense non cannelée, de 695 à 615$^{\mu\mu}$. On n'y a pas reconnu les lignes brillantes du spectre ordinaire du potassium.

C'est surtout la lumière bleue qui se montre active pour provoquer la fluorescence du potassium et du sodium. La loi de Stokes est donc applicable.

Les auteurs ont aussi étudié les spectres du potassium et du sodium par électroluminescence. Le sodium donne une bande verte *sans cannelures*, de 545 à 480$^{\mu\mu}$ ; le potassium, une bande rouge non cannelée,

---

(1) Il est intéressant de rapprocher ces résultats de ceux obtenus par M. Evershed ; voir ci-dessus, p. 323.

de 665 à 625$^{\mu\mu}$. Ces bandes s'éloignent peu, par leur position, des bandes obtenues par photoluminescence.

2. MM. Wiedemann et Schmidt insistent sur l'importance de ces observations au point de vue de la physique astrale, par exemple pour l'interprétation du spectre de la couronne, qui est, comme on sait, un spectre continu comprenant quelques lignes brillantes. Ce spectre peut sans doute être attribué à des vapeurs rendues luminescentes par l'absorption d'une partie des radiations solaires.

E. Bouty.

E. WIEDEMANN et G.-C. SCHMIDT. — Entladungserscheinungen in verdünnten Metattdämpfen. (Décharges électriques à travers des vapeurs métalliques raréfiées); *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 454; 1896.

La vapeur métallique à étudier est produite dans un ballon de verre vide plus ou moins difficilement fusible, suivant le métal employé. Ce ballon se place entre deux anneaux garnis de toile métallique, en relation avec les pôles d'une machine à influence écartés l'un de l'autre de 2 à 3 millimètres.

Si les toiles métalliques touchent le ballon froid, les étincelles éclatent directement entre les pôles de la machine. Mais, si l'on échauffe progressivement le ballon de manière à rendre le verre conducteur, les deux électricités se réunissent par la paroi de verre du ballon, où elles développent un courant continu. Si on éloigne alors un peu l'une des toiles métalliques du ballon, de petites étincelles éclatent entre le verre et la toile métallique; la décharge devient oscillante et traverse la vapeur, qu'elle rend lumineuse. Pour une pression convenable de la vapeur, obtenue en chauffant le ballon à une température suffisante, on obtient toutes les apparences caractéristiques d'une décharge ordinaire, telles que les montre la figure ci-jointe.

*k*, première couche cathodique suivie de la couche obscure cathodique; $g_1 g_2$, auréole (*Glimmlichtschicht*); *d*, espace obscur; *p*, lumière positive stratifiée.

Voici les couleurs observées avec différents métaux :

*Sodium*, *k* orange, *g* blanchâtre, *p* jaune.

*Potassium*, *k*, *g* blanchâtres, *p* pourpre.

*Magnésium*, tout d'un vert intense.

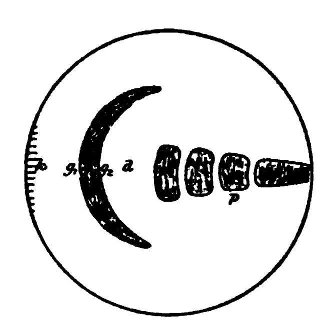
*Thallium*, *k*, *g* bleu blanchâtre, *p* vert.

*Cadmium*, *k* du vert bleu au violet, $g_1$ rose, $g_2$ violet, *p* vert dans

son emsemble ; les *coupes* des stratifications vertes, les parties postérieures violettes. La lumière positive est la plus pauvre, l'auréole est la plus riche en lignes.

*Zinc*, $k$ bleu, $g_1$ rougeâtre, $g_2$ pourpre, $p$ rougeâtre, les coupes des stratifications violettes, les parties postérieures rougeâtres. L'auréole est la plus pauvre en lignes.

*Mercure.* Les différences entre les diverses parties de la décharge



sont faibles, mais cependant certaines. Dans le spectre de la lumière positive, bande verte continue déjà observée par Warburg.

*Arsenic*, $k$ blanchâtre, $g$ bleuâtre, $p$ verdâtre.

*Tellure*, tout bleuâtre.

*Les différences signalées entre les parties anodiques et cathodiques de la décharge sont très accentuées pour plusieurs vapeurs de métaux monoatomiques.* C'est un fait très digne d'attention et sur lequel il convient évidemment d'insister.

E. Bouty.

**Ch.-H. LEES et G.-D. CHORLTON. — On a simple apparatus for determining the thermal conductivities of cements and other subtances used in the arts (Appareil simple pour déterminer les conductibilités thermiques de ciments et d'autres substances employées dans les arts); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XLI, p. 495 ; 1896.**

L'appareil consiste en une boîte métallique plate d'une douzaine de centimètres de diamètre, chauffée par un courant de vapeur, et en un disque de même métal et de même diamètre placé au dessous. Les surfaces métalliques en regard sont amalgamées. Entre les deux se place un disque mince, de même diamètre, de la substance à essayer, qu'on fait adhérer par quelques gouttes de mercure. Tout l'appareil est soutenu dans l'air par trois cordons attachés au disque métallique

inférieur. Trois thermomètres donnent les températures moyennes $\theta_1$ et $\theta_2$ des deux disques métalliques et $\theta_0$ de l'air ambiant. Quand l'état stationnaire est atteint, on peut sans erreur sensible ([1]) assimiler le disque mauvais conducteur à un mur et admettre que la quantité de chaleur $k \frac{\theta_1 - \theta_2}{e} S$ qui traverse ce mur est perdue par rayonnement, convection, etc., par la surface latérale du disque métallique inférieur. Soient $h$ le *coefficient de conductibilité externe* du disque métallique, S′ sa surface latérale, on aura donc avec une approximation suffisante

$$k \frac{\theta_1 - \theta_2}{e} S = h(\theta_2 - \theta_0)(S + S')$$

d'où on déduira $k$, si l'on connaît $h$. Cette dernière quantité se détermine sur l'appareil même, par une expérience de refroidissement.

Le tableau suivant résume quelques-uns des résultats obtenus.

| Substances | | $k$. |
|---|---|---|
| Ardoise | | 0,00357 |
| Verre | | 0,00203 |
| Porcelaine | | 0,00248 |
| Fibre | | 0,00035 |
| Cuir de vache corroyé | | 0,00042 |
| Peau de chamois | | 0,00015 |
| Indiarubber | | 0,00061 |
| Papier brouillard | | 0,00015 |
| Papier d'amiante | | 0,00043 |
| Ciment de Portland | | 0,00071 |
| Plâtre de Paris | | 0,00070 |
| Plâtre avec sable | | 0,00101 |
| Plâtre en poudre | | 0,00261 |
| Poudre de brique | jaune | 0,00038 |
| | rouge | 0,00046 |
| Sable | | 0,00055 |
| Sciure de bois | | 0,000165 |
| Sel | | 0,00059 |
| Sol de jardin | | 0,00033 à 0,00160 |
| Calicot | | 0,00018 à 0,00022 |
| Flanelle | | 0,00012 à 0,00018 |
| Lin | | 0,00021 |
| Soie | | 0,000095 |

E. Bouty.

([1]) L'auteur donne des formules plus rigoureuses, mais pratiquement équivalentes à celles-ci.

J. BURKE. — On a suggestion by professor J.-J. Thomson in connexion with the luminescence of glass due to cathode-rays (Sur une suggestion du professeur J.-J. Thomson, en relation avec la luminescence du verre due aux rayons cathodiques); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXIX, p. 115 ; 1895.

Beccaria avait observé, il y a plus de cent ans, que, quand on brise dans l'obscurité une ampoule vide, une faible lueur se produit. Il attribuait à ce phénomène une origine électrique. M. J. Thomson s'est demandé s'il ne fallait pas rapprocher la lueur observée par Beccaria de la fluorescence produite par les rayons cathodiques, et si elle n'avait pas pour origine le *bombardement moléculaire* de Crookes.

M. Burke a répété les anciennes expériences en les variant de diverses manières. Une lampe à incandescence, que l'on brise d'un coup de marteau, donne le phénomène de Beccaria. Mais cette expérience ne suffit pas à décider si la lueur a pour origine le choc de l'air sur les parois de la lampe, ou le choc des fragments de verre les uns contre les autres. Cette dernière hypothèse est rendue la plus vraisemblable par l'expérience suivante de M. Burke : on brise le couvercle d'une éprouvette vide et on retient les fragments de verre à l'aide d'une toile métallique placée à l'intérieur de l'éprouvette. Un écran opaque ne permet à l'observateur d'apercevoir que la partie de l'éprouvette située au-dessous de la toile. Dans ces conditions, le bombardement moléculaire a toujours lieu sur le fond de l'éprouvette, mais l'œil ne perçoit plus aucune lumière. Si on répète l'expérience en enlevant l'écran opaque, on aperçoit, bien entendu, la lueur de Beccaria.

E. Bouty.

S. SKINNER. — The tin-chromicchloride cell (La pile à étain et à chlorure chromique); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXIX, p. 444; 1895.

M. Case [1] a décrit un couple dont les deux électrodes (étain, platine) plongent dans une solution de chlorure chromique vert; à une température élevée, 100° par exemple, l'étain se dissout quand le circuit est fermé ; mais l'étain se précipite de nouveau à circuit ouvert quand la température s'abaisse, de sorte que le couple usé se reproduit de lui-même, et que l'énergie dépensée est, en définitive, de l'énergie thermique.

[1] E. Case, *Proceed. of the R. Soc.*, p. 345; 1886.

M. Skinner prouve que la force électromotrice de ce couple est d'environ $0^{volt},5$ et varie peu avec la température, contrairement à ce qui avait été annoncé par M. Case; mais la pile se polarise très énergiquement à froid et beaucoup moins à chaud, d'où la possibilité de lui faire produire un courant à 100°, tandis qu'à 0° elle ne peut donner de courant utilisable.

E. Bouty.

A. MOSSO. — La combustione nell' aria rarefatta (La combustion dans l'air raréfié); *Atti della R. Accad. dei Lincei*, 5e série, t. V, p. 404, 1896.

Expériences comparatives sur la combustion d'un lampion à huile à mèche d'amiante dans l'air : 1° à la pression normale; et 2° à la pression de 36 centimètres de mercure.

Dans les deux cas, la combustion est complète, mais la quantité de combustible consumée vers 12°, sous la pression la plus forte, est réduite en moyenne de 15 0/0.

E. Bouty.

E. VILLARI. — Sulle cariche e figure elettriche alla superficie dei tubi del Crookes e del Geissler (Sur les charges et les figures électriques à la surface des tubes de Crookes et de Geissler); *Atti della R Accad. dei Lincei*, 5e série, t. V, p. 377; 1896.

Expériences dont les principales consistent à insuffler un mélange de soufre et de minium sur un tube de Crookes en activité. En général, on obtient une tache de minium coïncidant à peu près avec la tache fluorescente, tandis que le soufre se répand à peu près uniformément sur le reste du tube. Si les rayons cathodiques sont arrêtés dans l'intérieur du tube, par une lame de platine par exemple, la tache rouge fait défaut.

Le verre est donc électrisé négativement là où viennent aboutir les rayons cathodiques, positivement partout ailleurs.

E. Bouty.

E.-F. HERROUN. — On the use of an iodine voltameter for the measurement of small currents (Sur l'usage d'un voltamètre à iode pour la mesure de faibles courants); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XL, p. 91; 1895.

M. Herroun électrolyse de l'iodure de zinc pur entre un disque horizontal de platine, placé au fond d'un verre et formant anode, et un bâton de zinc amalgamé formant cathode à la partie supé-

rieure du verre. Le bâton de zinc est recouvert d'une enveloppe lâche de papier à filtre. Dans ces conditions, l'iode mis en liberté au fond du verre ne se diffuse que très lentement vers la cathode. On dose cet iode volumétriquement à l'aide d'une solution titrée d'hyposulfite de soude.

On peut remplacer l'iodure de zinc pur par la liqueur obtenue en ajoutant 5 0/0 d'iodure de potassium dans une dissolution à 15 0/0 de chlorure de zinc.

D'après M. Herroun, le nouveau voltamètre est parfaitement approprié à la mesure des courants faibles : à précision égale, la durée de l'électrolyse est quatre fois moindre qu'avec le voltamètre à nitrate d'argent, et le dosage volumétrique de l'iode est bien plus rapide que la pesée de l'argent déposé. De plus, on est à l'abri de l'action secondaire de l'oxygène dissous, qui tend à abaisser la valeur calculée de l'intensité du courant.

E. Bouty.

---

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

### Annales de Chimie et de physique.

7e série, t. VIII ; juin 1896.

C. Limb. — *Mesure directe des forces électromotrices en unités absolues électromagnétiques*, p. 145.

### Philosophical Magazine.

5e série, t. XLI ; juin 1896.

S.-W. Holman. — *Formules d'interpolation thermoélectriques*, p. 465.

W.-B. Morton. — *Notes sur la théorie électromagnétique des charges en mouvement*, p. 488.

Ch. Lees et J.-D. Chorlton. — *Appareils simples pour déterminer la conductibilité thermique des ciments et d'autres substances employées dans les arts*, p. 495.

W.-T.-A. Emtage. — *Sur la relation entre l'éclat d'un objet et celui de son image*, p. 504.

R. Appleyard. — *Ajustement du pont de Kelvin*, p. 506.

J. Frith. — *Effet de la forme de l'onde sur l'arc produit par les courants alternatifs*, p. 507.

Douglas Mac Intosh. — *Sur le calcul de la conductibilité d'électrolytes ayant un ion commun*, p. 510.

---

# TABLE DES MATIÈRES.

---

## JUILLET 1896.



---

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

*Le Gérant : J. [illegible]*

# JOURNAL

# DE PHYSIQUE

## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

---

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — AOUT 1896.**

---

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Ch. Brisse, *Administrateur du Journal*, rue Vauquelin, n° 18, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Brisse**, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-quatre premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, 1895, se vendent séparément.......................................................... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

*Prix pour un an* (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale.............. 15 fr.
Autres pays.................................................. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

---

## LIBRAIRIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,

QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55, A PARIS.

---

**BRUNHES** (**Bernard**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lille. — **Cours élémentaire d'Électricité.** *Lois expérimentales et principes généraux. Introduction à l'Électrotechnique.* Leçons professées a l'Institut industriel du Nord de la France. In-8, avec 137 figures; 1895.................... 5 fr.

**GÉRARD** (**Eric**), Directeur de l'Institut électrotechnique Montefiore, annexé à l'Université de Liège. — **Leçons sur l'Électricité,** professées à l'Institut électrotechnique. 4ᵉ édition, refondue et complétée. 2 volumes grand in-8, se vendant séparément :

Tome I : *Théorie de l'Électricité et du Magnétisme. Électrométrie. Théorie et construction des générateurs et des transformateurs électriques,* avec 269 figures ; 1895.................................................. 12 fr.

Tome II : *Canalisation et distribution de l'énergie électrique. Application de l'électricité à la production et à la transmission de la puissance motrice, à la traction, à la télégraphie et à la téléphonie, à l'éclairage et à la métallurgie,* avec 263 figures ; 1895.................................................. 12 fr.

**JAMIN** (**J.**), Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, professeur de Physique à l'École Polytechnique, et **BOUTY** (**E.**), Professeur à la Faculté des Sciences. — **Cours de Physique de l'École Polytechnique.** 4ᵉ édition, augmentée et entièrement refondue par E. Bouty. 4 forts volumes in-8 de plus de 4000 pages, avec 1587 figures et 14 planches sur acier, dont 2 en couleurs ; 1885-1891. (*Autorisé par décision ministérielle.*) Ouvrage complet. 72 fr.

(*Voir* la suite page 3.)

## SUR LA CONSTITUTION ET L'HISTOIRE DE L'ÉCORCE LUNAIRE;

Par MM. LOEWY et PUISEUX.

Nous avons entrepris, il y a deux ans, d'obtenir une série de photographies de la Lune en ne négligeant rien pour les rendre aussi nettes et aussi détaillées que possible.

L'examen de ces photographies révèle un certain nombre de faits généraux qui peuvent être énoncés indépendamment de toute théorie, et qui doivent servir de point de départ, si l'on veut apprécier le degré de vraisemblance relatif des diverses explications possibles.

Voici parmi ces faits ceux qui nous semblent les plus significatifs :

1° Les régions montagneuses de la Lune sont traversées sur de grandes étendues par des sillons rectilignes sur le trajet desquels de nombreux entonnoirs se sont créés ;

2° Ces sillons, distribués en plusieurs systèmes parallèles, ont fréquemment servi de limite au contour des cirques et ont ainsi contribué à leur faire acquérir une forme polygonale;

3° Les grands cirques ont une tendance à s'aligner par groupes contigus de deux, trois ou quatre, suivant des directions déterminées, concordantes avec celle des sillons rectilignes de la même région;

4° Il n'est pas rare de les voir entourés d'une ceinture plus ou moins complète de cirques secondaires : la ligne de faîte du rempart est un lieu d'élection privilégié pour la formation ultérieure d'entonnoirs ou de bouches d'explosion ;

5° Lorsque plusieurs cirques empiètent ainsi l'un sur l'autre, le plus petit est ordinairement le plus profond, et possède seul un rempart complet et une montagne centrale ;

6° Dans les cirques les plus profonds, l'intérieur est ordinairement accidenté, hérissé de nombreuses collines groupées autour d'une montagne centrale. Quand le fond est moins déprimé, il se présente comme une plaine unie, d'où le piton central émerge seul. S'il se relève encore, la montagne centrale disparaît, et tout l'intérieur offre un aspect uniforme, entièrement analogue à celui des mers. Une dernière catégorie est formée par les cirques sans dépression intérieure, où le bourrelet annulaire subsiste seul, mais souvent incomplet et à demi submergé ;

7° Les grandes plaines connues sous le nom de *mers* ont, en géné-

ral, une forme circulaire et ne se distinguent des grands cirques que par leur dimension. Elles ne montrent que par exception, à leur surface, les cônes, les entonnoirs, les sillons rectilignes qui se trouvent en si grand nombre sur les hauts plateaux. Leur contour est fréquemment dessiné par une crevasse, simple ou double, marquant la limite de la plaine et de la région montagneuse. On voit aussi courir à la surface des mers des veines saillantes, d'un relief peu accusé, affectant, de même que les crevasses, une disposition concentrique à celle du rempart;

8° Les mers ont en général une teinte sombre, de même que les plaines intérieures des cirques. Les plateaux élevés sont de couleur plus claire. Une blancheur particulière revêt les montagnes centrales de beaucoup de cirques ;

9° La surface de la Lune se montre parsemée d'un grand nombre de taches blanches. Dans la majorité des cas, nous les voyons recouvrir les environs d'un cratère de dimension petite ou moyenne, et quand l'ouverture centrale paraît manquer, on peut dire, avec une probabilité voisine de la certitude, qu'un éclairage différent en révélerait l'existence. Tous les cirques d'une même région sont quelquefois entourés de ces auréoles blanches. On doit signaler particulièrement les traînées si curieuses qui rayonnent autour d'un petit nombre de centres jusqu'à d'énormes distances ;

10° Les traînées divergentes laissent intact le relief des régions qu'elles recouvrent; elles franchissent sans inflexion les plaines et les montagnes et ne témoignent aucune tendance à s'écouler par les vallées.

Voici maintenant, parmi les interprétations diverses auxquelles ces faits peuvent donner lieu, celles qui nous semblent se dégager avec le plus de netteté.

Les sillons rectilignes sont, ainsi que nous l'avons déjà expliqué, des traces de soudures imparfaites, remontant aux premiers temps de la formation d'une écorce solide.

Les mers, ainsi que les grands cirques, sont le résultat d'affaissements successifs provoqués par l'action de forces d'origines diverses.

La forme polygonale des grands cirques tient à la préexistence des sillons rectilignes, qui ont, dans bien des cas, constitué des lignes de moindre résistance et servi de limites aux affaissements ultérieurs de l'écorce. La même cause a provoqué le groupement ou l'alignement des cirques suivant certaines directions déterminées.

Les remparts saillants et les montagnes centrales, quand on les observe, indiquent que l'affaissement a été précédé d'un soulèvement général de la région occupée par un cirque et de la formation d'un cône volcanique vers le sommet de l'intumescence.

Les veines saillantes qui se rencontrent à la surface des mers dessinent le trajet d'anciennes crevasses, obstruées par la solidification des laves qu'elles ont rejetées.

L'aspect uni des mers et des plaines intérieures des cirques, l'isolement ou la disparition des montagnes centrales attestent l'envahissement partiel de la surface par des laves qui se sont ensuite solidifiées.

Les auréoles qui environnent les cratères sont des dépôts de cendres volcaniques projetées avec explosion. Les traînées divergentes résultent de la dispersion de ces mêmes cendres à de grandes distances sous l'action de courants atmosphériques variables. La dimension et la profondeur des cirques lunaires ont été signalées par divers auteurs comme inconciliables avec l'hypothèse volcanique. Il y a tout lieu de croire, en effet, que chaque grand cirque n'est pas, dans son ensemble, une bouche d'explosion; mais l'espace occupé par lui a dû être le théâtre d'une activité volcanique intense, manifestée par un nombre plus ou moins grand d'orifices. L'ensemble des faits notés sur les auréoles et les traînées nous semble témoigner dans ce sens d'une manière absolument décisive.

Les mers, plus récemment formées que la majeure partie des cirques, correspondent à des effondrements accomplis dans une croûte déjà résistante et capable de se soutenir sur une certaine étendue. Leur distribution générale reproduit assez fidèlement celle des grandes dépressions de l'écorce terrestre, notamment celle des fosses méditerranéennes étudiées par les géologues.

Les fissures étroites constatées sur le bord des mers de la Lune sont des indices d'affaissements concentriques; quelques-unes paraissent être des déchirures du sol provenant de soulèvements éruptifs.

On voit que, non seulement nous pouvons rattacher à une cause probable tous les traits importants du relief lunaire, mais que nous trouvons dans cette analyse les bases d'une classification chronologique.

Prenant pour point de départ l'état de fluidité complète, nous reconnaissons comme première période bien caractérisée celle où

apparaissent à la surface des scories agglomérées en bancs de plus en plus étendus, souvent disloquées sous l'action des courants, et se réunissant toujours à la longue sous l'influence du refroidissement. Les lignes de jonction et de rupture sont dans bien des cas demeurées apparentes et se disposent suivant des systèmes réguliers que nos photographies mettent bien en lumière.

La constitution d'une écorce continue sur la Lune marque le début d'une seconde période, celle où les laves qui s'accumulent en certains points, sous l'influence de l'attraction de la Terre ou de toute autre cause, ne rencontrent plus d'issues libres vers la surface et sont obligées de s'en créer de nouvelles. Dans une enveloppe encore médiocrement résistante, cette tendance se traduit par la formation de crevasses. Des laves s'épanchent par la voie ainsi ouverte à la surface de la Lune. Elles ne tardent pas à se solidifier, en laissant aux portions qu'elles ont recouvertes l'aspect de plaines unies.

Avec le temps, l'écorce devient plus solide ; elle ne s'ouvre plus que sous l'action de pressions intérieures assez puissantes pour la soulever, produisant ainsi des intumescences suivies d'effondrements. Cette troisième période est celle de l'apparition des grands cirques.

A la longue, les soulèvements doivent passer à l'état d'exception et n'embrasser que des aires de plus en plus réduites. Au contraire, des affaissements généraux demeurent possibles, et même ils doivent s'étendre à des surfaces d'autant plus grandes que la croûte est plus capable de se maintenir sans appui. Nous sommes ainsi conduits à distinguer une quatrième période, celle des affaissements généraux donnant naissance aux dépressions connues sous le nom de *mers*.

L'existence de taches et de traînées qui recouvrent indifféremment les mers, les plateaux, les remparts et le fond des cirques prouve sans réplique l'existence d'une phase d'activité plus récente que la solidification de la surface des mers. Il y a donc lieu de considérer une cinquième période, celle où, en raison de l'épaisseur toujours croissante de l'écorce, les forces volcaniques les plus intenses arrivent seules à se manifester par des éruptions violentes, temporaires et limitées à des orifices de peu d'étendue, analogues aux volcans terrestres. Ces phénomènes transforment en partie la couleur du sol sans en effacer les principaux accidents.

Des traînées blanches, issues de centres déterminés, rayonnent dans toutes les directions et s'étendent parfois à d'énormes distances.

Leur âge récent est démontré par ce fait qu'elles laissent absolument intact le relief des régions qu'elles traversent, et l'ensemble de leurs caractères apporte, en faveur de l'existence passée d'une atmosphère de la Lune, une démonstration à laquelle il paraît difficile de se soustraire.

Tous les traits importants et bien caractérisés de la surface de la Lune peuvent rentrer, croyons-nous, dans le cadre qui vient d'être tracé. Nous n'avons pas eu, en définitive, à invoquer l'action de forces autres que celles que nous voyons à l'œuvre sur la Terre, et la disparité des effets s'explique par les différences des conditions physiques. La perte de chaleur, plus rapide sur le globe lunaire, doit y clore, plutôt que sur la Terre, la période des éruptions volcaniques. Mais il n'est pas certain que cette ère de repos absolu soit déjà ouverte pour la Lune : la comparaison des altitudes entre les plateaux, le fond des cirques et la surface des mers donne lieu de croire que, à l'époque où les accidents se sont formés, l'épaisseur de la croûte solide ne dépassait pas une dizaine de kilomètres. Ce n'est encore qu'une bien faible fraction du diamètre lunaire, et l'on ne peut guère admettre que la planète, si éloignée du refroidissement complet, eût pu prendre dès lors sa figure définitive. En l'absence de toute indication précise sur l'ancienneté de ces phénomènes, il nous est permis de regarder comme encore possibles des mouvements généraux de l'écorce, ainsi que des accidents volcaniques analogues à ceux qui ont amené la formation des traînées blanches.

---

## SUR LE POINT DE CONGÉLATION DES DISSOLUTIONS ÉTENDUES;

Par M. PONSOT [1].

Dans la méthode que j'ai mise en œuvre pour déterminer le point de congélation de dissolutions étendues, je me suis proposé de réaliser les conditions suivantes : obtenir un milieu, à température autant que possible invariable, entourant une éprouvette contenant une solution, celle-ci ayant été préparée en partie congelée avec des paillettes de glace, à une température très voisine de celle de ce milieu extérieur. Agiter la solution autant que possible, dans le sens vertical.

[1] Extrait d'un mémoire ayant pour titre : *Recherches sur la Congélation des dissolutions étendues* ; Paris, 1896, Gauthier-Villars.

Attendre que le régime permanent soit établi. Noter la température de la solution. Décanter la partie liquide. Trouver sa concentration.

L'appareil employé se compose des parties suivantes :

Un grand vase cylindrique en métal (*fig.* 1), contenant de la sciure de bois, laquelle entoure le reste de l'appareil et le protège contre le rayonnement extérieur.

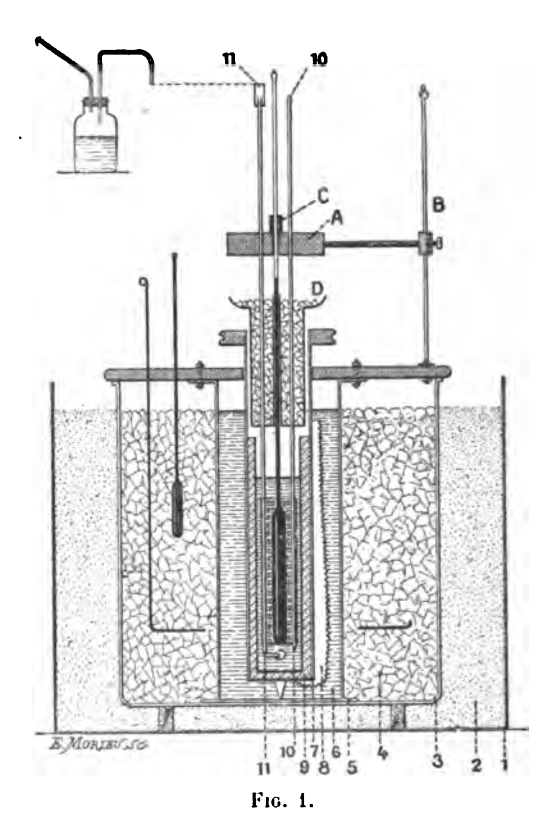



Fig. 1.

Un vase cylindrique en verre (3) reposant sur des cales en bois et dans lequel on met un mélange réfrigérant de glace et de sel marin (4) remué par un agitateur en laiton. Ce vase est fermé par un couvercle d'ébonite auquel se trouvent fixées les autres pièces de l'appareil.

Un vase cylindrique en laiton (5) contenant une solution qui sera refroidie jusqu'à la température de formation de son cryosel [1].

---

(1) Voir *Journal de physique*, 3e série, t. IV, p. 67 ; 1895.

Un vase cylindrique en laiton (7) reposant sur un pivot; la partie supérieure de ce cylindre traverse le couvercle d'ébonite; elle est entourée d'un anneau à gorge en ébonite; une courroie passe dans cette gorge, ce qui permet à un moteur à eau de donner au cylindre un mouvement de rotation.

Une palette dentée en hélice (8), soudée à ce cylindre, agite le liquide dans lequel il se trouve; les dents usent la glace qui peut être produite sur la paroi interne du vase (5).

Dans le cylindre tournant se trouve l'éprouvette cryoscopique en verre; elle est entourée de drap, ce qui l'empêche d'osciller et la fixe dans ce cylindre dont elle suit le mouvement de rotation; ce drap diminue aussi les échanges calorifiques entre le contenu de l'éprouvette et l'extérieur; il peut être séparé de l'éprouvette par une feuille métallique brillante qui diminue aussi le rayonnement.

Dans la solution contenue dans l'éprouvette plongent : le thermomètre, une tige de verre (10), un tube de verre (11); un tube cylindrique en platine, percé de trous et relié aux deux pièces de verre, entoure le réservoir du thermomètre, le protège contre le rayonnement et contre les chocs. Le tube de verre est recourbé à la partie inférieure, laquelle est enveloppée de flanelle.

Les deux pièces de verre sont fixées en haut, dans un prisme d'ébonite A, serré dans une pince qu'on peut élever ou abaisser le long d'une tige en laiton B. Le thermomètre traverse librement cette pièce d'ébonite; il est suspendu à l'aide d'un anneau de caoutchouc C qui s'appuie sur cette pièce d'ébonite A.

Un peu plus bas, les deux pièces 10 et 11 traversent un vase en laiton D qui s'y trouve fixé et qui forme couvercle à l'éprouvette placée dans le cylindre tournant.

Ce vase D est entouré de drap; il ferme, sans frottement nuisible, le cylindre tournant.

Les pièces suspendues dans l'éprouvette y sont immobiles, tandis que cette éprouvette et son contenu sont entraînés par le cylindre tournant; il en résulte une agitation de la solution; les pièces fixes n'étant pas symétriques par rapport à l'axe de rotation, l'agitation n'est pas exclusivement dans le sens horizontal; pour avoir une agitation plus grande dans le sens vertical, il suffit de soulever plusieurs fois de suite le thermomètre.

Quand il y a, sur la paroi interne du vase 5, une couche assez épaisse de cryosel solide, la température reste à peu près constante;

cette température étant la même dans le vase D, on peut dire que l'éprouvette est entourée par un milieu à température uniforme et constante.

*Lecture de la température.* — Elle est faite à l'aide d'un viseur placé à environ 40 centimètres du thermomètre ; on fait deux lectures, en faisant tourner le thermomètre de 180° autour de son axe; on en prend la moyenne ; on élimine ainsi le défaut de verticalité du thermomètre. On peut assurer la précision de la lecture au $\frac{1}{20}$ de division, chaque division étant de un demi-millimètre.

Avec un thermomètre très sensible, la position du ménisque pour une température constante n'est fixe que si l'on prend certaines précautions. Si, par exemple, on laisse tomber ce thermomètre sur son support, le ménisque peut s'affaisser de $\frac{7}{10}$ de division. En soulevant rapidement ce thermomètre, son réservoir étant dans le liquide, le ménisque peut remonter de $\frac{3}{10}$ de division.

De plus, dans l'un et l'autre cas, le ménisque se déplace lentement et tend à revenir en général vers sa position initiale. J'ai remarqué qu'alors des chocs légers et répétés sur le couvercle d'ébonite le ramenaient toujours à la même position où il restait fixe ; de même, une agitation violente du mélange réfrigérant ; les chocs produisent des vibrations des pièces supportant le thermomètre ; ce dernier oscille verticalement, ce qui place son ménisque dans des conditions identiques.

Une lecture définitive doit être faite, l'agitation dans l'éprouvette ayant cessé.

On soulève lentement le thermomètre pour placer le ménisque dans l'axe du viseur, ce ménisque étant presque toujours caché par le vase D.

Il n'y a pas à faire de correction de colonne émergente ; quand une expérience est faite dans de bonnes conditions, on peut soulever le thermomètre plusieurs fois de suite et trouver des résultats identiques.

Remarque. — Lorsque, dans l'éprouvette cryoscopique, se trouvent de l'eau et de la glace agitées d'une manière régulière, le milieu extérieur étant à une température plus basse, mais constante, le thermomètre dans l'éprouvette peut indiquer une température constante

pendant longtemps, ce qui indique aussi une température invariable pour l'eau.

Mais la température donnée par le thermomètre n'est pas le zéro centigrade; en effet, cette température dépend de celle du milieu extérieur (leurs variations sont de même sens) et de la rapidité de l'agitation.

En tâtonnant, j'ai reconnu qu'une gaine métallique brillante, entourant le réservoir du thermomètre, était de toute nécessité : elle relève la température de plusieurs demi-millièmes de degré pour un bain extérieur à — 1°.

Dans l'agitation, cette gaine métallique, grâce à sa conductibilité, prend la température du liquide et empêche l'effet du rayonnement sur le thermomètre.

J'ai diminué encore ce rayonnement en plaçant, autour de l'éprouvette, une feuille métallique brillante, en suspendant dans l'éprouvette une plaque métallique venant affleurer à la surface du liquide, et en fermant encore l'éprouvette par une plaque métallique reposant seulement dessus.

Lorsque le cylindre tournant est entouré de glace impure provenant de la congélation d'une eau ordinaire, on peut obtenir le 0° centigrade avec une très grande précision.

*Congélation d'une solution.* — On met autour du cylindre tournant une solution saturée qu'on refroidit jusqu'à la solution de son cryosel. Le thermomètre placé dans le cylindre tournant indique alors une température stationnaire pendant un temps plus ou moins long : c'est celle qu'il faut donner à une solution congelée pour que, dans le cylindre tournant, elle se trouve dans des conditions de rayonnement nul.

On prépare cette solution en ajoutant à l'eau pure un poids calculé de sel solide, ou un volume déterminé de solution saturée de ce sel. On produit la surfusion de cette solution, et on la fait congeler. On la verse avec les paillettes de glace dans une autre éprouvette où l'on a produit une gaine de glace pure. On porte alors celle-ci dans le cylindre tournant ; on descend dans l'éprouvette le thermomètre et les pièces de verre qui l'accompagnent ; on soulève et l'on abaisse plusieurs fois ces parties afin de bien mélanger la solution, puis on fixe la pièce d'ébonite supportant ces parties, ainsi que le vase en laiton fermant le haut du cylindre tournant. Dans celui-ci se trouve le mélange convenable de glace et de sel qu'on renouvellera quand

cela sera nécessaire. On suit les variations de température, en notant celle-ci de cinq minutes en cinq minutes; on soulève de temps à autre le thermomètre pour bien mélanger les différentes parties de la solution.

On prépare un flacon bien desséché fermé par un bouchon traversé par deux tubes : l'un, par lequel on aspirera ; l'autre, par lequel la solution de l'éprouvette sera décantée, ce dernier tube étant réuni par un caoutchouc bien propre à l'extrémité supérieure du tube qui accompagne le thermomètre.

Lorsque la température sera invariable, on diminuera progressivement la vitesse de rotation du cylindre tournant. Après au moins un quart d'heure de température fixe, on fera une lecture définitive, l'agitation ayant cessé complètement.

On décantera la partie liquide de la solution, on fermera le flacon avec plaque de verre et du mastic fusible ; plus tard on déterminera la concentration.

*Influence de la pureté de l'eau employée.* — En général, on n'apporte pas assez de soin dans la préparation de l'eau employée. Par exemple, on emploie de l'eau aérée. C'est là une cause d'erreur qui est mise en évidence par les résultats suivants, obtenus avec des dissolutions de NaCl (*fig.* 2).

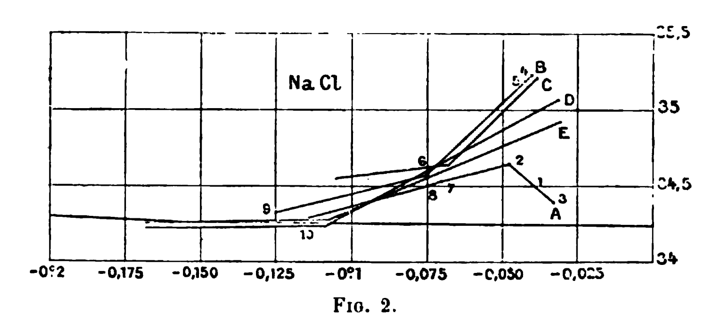



Fig. 2.

Les abaissements de la ligne A ont été obtenus avec de l'eau distillée deux fois, et maintenue pendant trois heures de 6° à 7° ; pour ceux de la ligne B, l'eau employée a d'abord été maintenue pendant une heure à 0°, et agitée en présence de l'air ; son point de congélation est de 0°,0006 inférieur à celui de l'eau précédente. Les numéros des lignes A et B indiquent l'ordre des congélations qui ont été ainsi effectuées dans les mêmes conditions de rayonnement.

L'eau employée pour la ligne C est l'eau distillée du commerce ; son point de congélation est inférieur à celui de l'eau pure (courbe A) de 0°,0016.

L'eau employée pour les lignes D et E a été exposée à l'air, à l'abri des poussières, pendant trois heures. Pour la ligne E on a produit une gaine de glace dans l'éprouvette, et décanté quand la température a été invariable pendant au moins un quart d'heure ([1]).

Ces résultats m'ont conduit à redistiller l'eau distillée commerciale, à porter immédiatement cette eau distillée à 90° dans un ballon en verre, à la refroidir subitement, avant la congélation. J'ai vérifié plusieurs fois que le point de congélation de cette eau n'avait pas varié au bout de trois à quatre heures, temps pendant lequel j'en ai utilisé une partie.

*Résultats.* — Les résultats que j'ai obtenus sont, en général, très différents de ceux donnés par d'autres expérimentateurs.

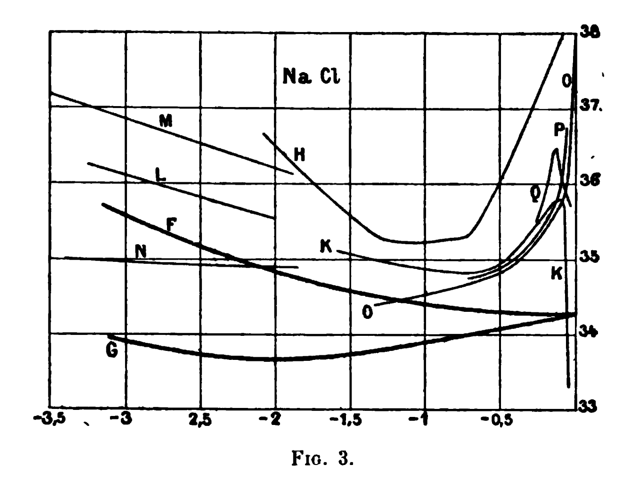



Fig. 3.

On en a une idée par l'examen du graphique ci-dessus (*fig.* 3), lequel concerne les solutions de NaCl. La courbe F représente l'abaissement produit par une molécule dans 100 grammes de solution ; la courbe G, l'abaissement produit par une molécule dans 100 grammes d'eau. Les autres donnent l'abaissement produit par une molécule dans

---

([1]) Ces résultats montrent que l'air dissous dans l'eau augmente, dans les solutions très étendues, le coefficient d'abaissement du sel dissous.

100 grammes de dissolution et calculé d'après les observations d'Arrhenius (H.), de Pickering (K.), de M. Raoult (L.), de Rüdorff (M.), de De Coppet (N.), de Jones (O.), de Loomis (P.) et de Nernst et Abegg (Q.) (1).

En général, les abaissements moléculaires que j'ai obtenus sont les *plus petits;* pour les faibles concentrations, les différences atteignent une valeur relative importante ; lorsque la concentration croît, ces différences peuvent s'atténuer et même dans quelques cas elles changent de signe.

Elles sont dues aux erreurs systématiques de la méthode usuelle de congélation après surfusion dans une éprouvette soumise à un rayonnement plus ou moins intense: lorsqu'on fait la lecture thermométrique, il n'y a pas équilibre entre la glace et la solution. Nernst et Abegg sont les seuls expérimentateurs qui ont corrigé leurs résultats des erreurs systématiques avec lesquelles ils sont obtenus : ces résultats se rapprochent beaucoup des miens.

*Abaissements moléculaires limites.* — En opérant avec des solutions extrêmement diluées, et prolongeant pour chaque corps la courbe des abaissements moléculaires, j'ai obtenu les résultats suivants :

| | | | |
|---|---|---|---|
| NaCl | 34,28 | $BaCl^2$ | 50,05 |
| KCl | 34,16 | $CaCl^2$ | 51,08 |
| KBr | 34,82 | $K^2SO^4$ | 48,45 |
| | | $H^2SO^4$ | 47,20 |
| | | $Pb(KO^3)^2$ | 47 |
| | $C^{12}H^{22}O^{11}$ | 18,77 | |
| | $C^2H^2O^2$ | 18,50 | |
| | $C^2H^2O^4$ | 33,95 | |

Ces résultats montrent que :

1° Le coefficient limite d'abaissement moléculaire n'est pas le même pour les corps de même constitution ;

2° Les matières organiques n'ont pas toutes un coefficient d'abaissement moléculaire limite voisin de 18,5.

D'après Arrhénius, à la limite extrême de dilution :

1° Les corps électrolytiques seraient entièrement dissociés en leurs ions ;

(1) Arrhenius, *Zeitschrift für physikalische Chemie*, 1889 ; Pickering, *Berichte der Deutschen chemischen Gesellschaft*, t. XXV ; Raoult, *Annales de physique et de chimie* ; Rudorff, *Annales de Wiedemann*, t. CXXXII ; De Coppet, *Comptes rendus*, 1894 ; Jones, *Zeitschrift für physikalische Chemie*, 1892 ; Loomis, *Annales de Wiedemann*, 1894 ; Nernst et Abegg, *Zeitschrift für physikalische Chemie*, 1894.

2° Ces ions auraient même pouvoir d'abaissement du point de congélation.

Cette deuxième hypothèse est en désaccord avec les résultats ci-dessus. Quant à la première, ces résultats ne sont pas suffisants pour permettre d'en discuter la validité (1).

---

## SUR LA RÉFRACTION ET LA DIFFRACTION DES RAYONS DE RÖNTGEN (2);

Par M. GOUY.

1. — *Disposition d'une source linéaire.* — La réfraction et la diffraction des rayons de Röntgen ont déjà fait l'objet de plusieurs recherches, qui ont donné des résultats négatifs ou douteux, mais avec une assez faible approximation. La difficulté consistait à avoir une source de radiation qui fût à la fois assez intense pour opérer photographiquement à grande distance, et d'étendue assez limitée, au moins dans un sens, pour donner des ombres bien définies. Le dispositif usité, c'est-à-dire l'emploi d'une fente et d'une source ordinaire, peut satisfaire à la seconde condition, mais c'est en réduisant l'intensité à si peu de chose, qu'il faut, avec des durées de pose acceptables, se placer à une distance trop petite pour des mesures bien exactes.

Cette difficulté, que rencontrent toutes les expériences relatives à la marche et à la propagation des radiations nouvelles, a été surmontée au moyen d'un dispositif que m'a suggéré l'étude des propriétés des tubes du modèle dit *focus*, où les rayons prennent naissance à la surface d'une lame plane de platine, placée au centre de courbure d'une cathode sphérique.

Si l'on examine, au moyen d'un écran phosphorescent ou d'une

---

(1) Les abaissements moléculaires limites que j'ai obtenus ne peuvent être comparés à ceux faisant l'objet des lois de Raoult : ils n'ont pas la même signification.

Les abaissements considérés par M. Raoult sont déterminés empiriquement en prolongeant jusqu'à l'axe des ordonnées la portion de la courbe des abaissements moléculaires aux points où elle se *confond sensiblement avec une droite*.

Elle représente, d'après M. Raoult, l'abaissement moléculaire du corps dissous, en supposant que celui-ci conserve dans ses solutions infiniment diluées la constitution qu'il possède aux points où la courbe a été prolongée. (Voir mon mémoire original.)

(2) *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 1197, 26 mai ; et t. CXXIII, p. 43, 6 juillet 1896.

plaque photographique, la répartition du rayonnement, on constate que celui-ci est distribué presque uniformément dans l'hémisphère limité par le plan de la lame de platine; ce n'est que pour les directions faisant avec ce plan un angle $\alpha$ inférieur à 2° ou 3° que l'on constate une diminution marquée, et, en fait, la trace de ce plan sur l'écran ou le cliché est nettement dessinée jusqu'à une assez grande distance, si la lame est bien plane (1). Cette loi, tout opposée à la loi photométrique du *cosinus*, montre la voie à suivre pour réaliser une source linéaire et de grande intensité.

Il suffit pour cela de se placer presque dans le plan de la lame. Si celle-ci a une portion active de diamètre $a$, la source, vue obliquement, aura pour largeur maximum $a \sin \alpha$, quantité qui peut être rendue très petite, surtout si l'appareil est réglé de telle sorte que $a$ soit réduit. Ainsi, pour le tube qui a servi à presque toutes mes expériences, on a sensiblement : $a = 3$ millimètres (2); et on utilise des rayons pour lesquels $\sin \alpha = 0{,}01$; la largeur apparente de la source ne dépasse donc pas $30^{\mu}$.

Quant à l'intensité dans ces conditions, on peut l'évaluer à la moitié de l'intensité émise moins obliquement. L'appareil, disposé pour fonctionner indéfiniment sans avaries, donne des images vigoureuses à 5 mètres en quatre heures, durée de pose qui a toujours été employée (3).

Le tube est placé, avec les appareils accessoires et la plaque, sur des consoles de pierre fixées à un mur, où l'on marque la trace du plan de la lame. Ce plan est rendu vertical, ainsi que les fils ou les

(1) C'est ainsi qu'on peut orienter exactement le plan de la lame, et marquer sa trace sur la table d'expérience.

(2) Y compris le déplacement du point radiant, qui varie un peu selon le degré de vide.

(3) Ceci correspond à 10 minutes pour 1 mètre, ou à 6 secondes pour $0^{m},10$. Pour des poses de plus courte durée, on peut augmenter beaucoup l'intensité, mais ce régime forcé ne pourrait pas être maintenu plusieurs heures. La bobine de Rhumkorff grand modèle est reliée à un transformateur Tesla, dont l'emploi est très pratique pour un travail prolongé. Le tube, réuni à une trompe, présente cette particularité que l'anode de platine est normale à l'axe du faisceau cathodique; les deux électrodes sont fixées par des bouchons (garnis de mastic et de glu marine), de manière à permettre le réglage, qui a une grande importance pour l'intensité et les dimensions de la source radiante.

La durée de quatre heures m'a paru ne pas pouvoir être dépassée utilement et pratiquement, dans les conditions où j'opérais. Pour doubler la distance, il faudrait poser seize heures, ce qui augmente les chances de dérangements des appareils et devient gênant.

fentes employées, dont le parallélisme exact avec la source linéaire est une condition nécessaire.

2. — *Expériences sur la réfraction.* — Deux fils de platine de 40 $\mu$ de diamètre, recuits et fortement tendus, sont placés parallèlement l'un à l'autre, à une distance de 2 millimètres. Deux prismes de même angle et de même substance sont disposés contre les fils, vers leur milieu; le tout est à égale distance de la source et de la plaque photographique.

L'ombre des fils se montre sur le cliché sous l'apparence de deux lignes claires, assez bien définies pour supporter un certain grossissement, et d'une largeur de $100^{\mu}$ environ. Les deux extrémités A et B de cet ensemble sont formées par les rayons qui n'ont traversé que l'air; le milieu C est formé par les rayons qui ont traversé les prismes, et présente, en général, une intensité moindre.

L'expérience consiste à examiner si ces lignes sont droites ; pour cela on mesure la distance $\delta$ des deux lignes, en divers points des portions A, B et C, symétriquement placés par rapport à un point pris vers le milieu de la région C. Les prismes sont disposés en sens inverse, de manière que leurs arêtes réfringentes soient entre les fils. En appelant $\delta_1$ la moyenne des mesures faites dans les régions A et B, et $\delta_2$ la moyenne des mesurés faites dans la région C, l'écart $\varepsilon$ produit par un seul prisme sera :

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(\delta_2 - \delta_1),$$

et sera du signe de $n - 1$, en appelant $n$ l'indice des prismes par rapport à l'air. On élimine ainsi, comme on le voit, l'effet d'un défaut de parallélisme des fils. Les mesures sont faites au moyen d'un appareil construit par MM. Brünner pour l'étude micrométrique des clichés (1), consistant en deux chariots rectangulaires, munis de règles divisées et de microscopes micrométriques. Un des chariots porte le cliché et ne sert ici qu'à définir les points où se font les mesures; l'autre sert à mesurer $\delta$. Les pointés sur le cliché se font avec un grossissement de dix fois, et comportent une erreur de quelques microns; les pointés sur la règle se font avec une très

(1) Cet appareil, construit à l'occasion du passage de Vénus, est figuré dans un mémoire de M. Vautier (*Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. XV, p. 327). Je dois noter ici qu'on peut éliminer l'effet fâcheux du grain du gélatino-bromure en faisant usage d'une lentille cylindrique placée sur l'oculaire.

grande exactitude. On a soin, dans le cas actuel, de faire toutes les mesures en utilisant les mêmes traits de la règle et les mêmes portions de la vis du microscope, ce qui est aisé, les deux lignes à étudier étant droites et parallèles à quelques microns près.

Avant toute expérience, il faut s'assurer que le défaut de rectitude des fils n'introduira pas d'erreur sensible. Pour cela, au moyen du même appareil muni d'un fort grossissement, on mesure la distance des fils, d'axe en axe. J'ai constaté que l'erreur de ce chef sur $\varepsilon$ ne peut dépasser $3^{\mu}$ ; cette erreur, du reste, n'ayant pas un caractère systématique, doit disparaître en majeure partie dans les moyennes de mesures faites en des points différents, et il m'a paru inutile d'essayer d'en tenir compte.

Voici le tableau des valeurs de $\varepsilon$ mesurées sur les divers clichés. Deux séries ont été faites [1] : la première, avec des corps assez transparents, comporte des prismes de 60° (une face normale au rayon) et une distance de 5 mètres entre la source et le cliché ; dans la seconde, portant sur des substances presque opaques, l'angle a été réduit à 30°, et la distance à $0^{m},50$ [2].

| | N° du cliché | Substance | $\varepsilon$ (microns) | $(n-1).10^{6}$ |
|---|---|---|---|---|
| 1re série | 1 | Aluminium | — 2 | — 0,46 |
| | 2 | Crown-glass | — 3 | — 0,69 |
| | 3 | Ébonite | — 4 | — 0,92 |
| | 4 | *Id.* | — 0,5 | + 0,12 |
| | 5 | Soufre | + 3 | + 0,69 |
| | 6 | Cire vierge | + 3 | + 0,69 |
| | 7 | *Id.* | — 2 | — 0,09 |
| 2e série | 8 | Flint-glass | + 2 | + 7,0 |
| | 9 | Fer | — 5 | — 17,5 |
| | 10 | Zinc | + 3 | + 10,5 |

Il résulte de ce tableau que, pour les corps transparents, les déviations observées ne sont que des fractions de seconde ($1'' = 12^{\mu}$), et

(1) Je ne parle pas ici d'expériences préliminaires, qui conduisaient aux mêmes conclusions, avec une précision moindre.

(2) Exceptionnellement, le cliché n° 7 a été fait avec dix prismes, cinq sur chaque fil, et le cliché n° 4 a été fait avec une disposition des prismes anormale, les arêtes réfringentes étant en dehors des deux fils, en sorte que $\varepsilon$ soit de signe opposé à $n-1$.

Dans la deuxième série, des lames de métal ont été placées sur les portions non couvertes par les prismes, qui, sans cela, auraient été surexposées.

que l'indice dépasse l'unité de moins de $\frac{1}{1000000}$. Les écarts sont trop petits pour qu'on puisse en répondre [1] ; nous conclurons donc que la réfraction est insensible actuellement, et qu'il faudrait la rechercher dans la septième décimale de l'indice.

Pour la deuxième série, les écarts ne dépassent pas non plus les erreurs admissibles, mais l'approximation sur $n - 1$ est environ vingt fois moindre.

3. — *Expériences sur la diffraction.* — Dans les conditions des expériences précédentes, la lumière ne donnerait qu'une ombre extrêmement faible, et large de plusieurs centimètres. Cette remarque nous montre que la diffraction est nulle ou peu marquée pour les rayons de Röntgen, comme on le savait déjà. Je me suis proposé de soumettre la question à une épreuve rigoureuse, et j'ai fait choix du phénomène de l'épanouissement du faisceau passant par une fente étroite, qui présente cet avantage que toutes les erreurs d'expérience tendent à augmenter encore l'élargissement.

Je rapporterai, entre autres, l'expérience suivante. Une fente de $45^{\mu}$ de largeur [2] est placée à $2^{m},50$ de la plaque, qui est elle-même à 5 mètres de la source linéaire. Si aucune complication n'intervenait, on aurait une image nette de $90^{\mu}$ de largeur.

En réalité, les dimensions de la source, le grain du cliché et les petits déplacements des appareils pendant la pose de quatre heures empêchent que l'image ait des bords absolument définis, mais l'examen micrométrique montre que cette image presque tout entière est comprise dans une largeur de $110^{\mu}$ à $120^{\mu}$, ce qui est en dehors étant peu de chose, et assurément moins de 1/4 de l'intensité maximum.

Supposons maintenant que la diffraction existe comme pour la lumière, et que la longueur d'onde soit $0^{\mu},005$. En calculant les intensités à des distances $x$ du milieu de l'image, et admettant que la source ait une largeur nulle, on a les résultats suivants :

(1) Ce genre d'expériences comporte une erreur systématique, si l'absorption des prismes est assez marquée pour que le champ soit d'inégale intensité aux deux bords de l'ombre du fil. Ici, en raison du peu de largeur de cette ombre, cette inégalité était absolument inappréciable, du moins dans la première série.

(2) La fente, en laiton, de 2 millimètres d'épaisseur, présente des bords soigneusement travaillés et épais (non en biseau), ce qui est nécessaire, en raison de l'imparfaite opacité du métal. L'orientation exacte de la fente se fait aisément en remplaçant le tube par une source lumineuse.

| $x$ (microns) | Intensité |
|---|---|
| 0 | 1 |
| 45 | 0,91 |
| 90 | 0,70 |
| 135 | 0,44 |
| 180 | 0,21 |
| 225 | 0,06 |

Ces nombres définissent une bande lumineuse dont la largeur serait estimée assurément très supérieure à la précédente ; ainsi, en s'arrêtant aux points où l'intensité est 1/4 du maximum, on trouverait une largeur de $340^{\mu}$, soit 3 fois celle qui a été mesurée.

Il est donc établi d'une manière certaine que, si la diffraction existe comme pour la lumière, et qu'on puisse parler de la longueur d'onde des nouveaux rayons, celle-ci est considérablement inférieure à $0^{\mu},005$, qui vaut $\frac{1}{100}$ de la longueur d'onde du vert.

Rien, du reste, n'indique qu'il existe une diffraction quelconque, le petit excès de largeur de l'image sur la largeur théorique ($90^{\mu}$), s'expliquant naturellement par les causes rappelées plus haut.

---

## MÉCANISME DE LA DÉCHARGE DES CORPS ÉLECTRISÉS PAR LES RAYONS DE RÖNTGEN ;

Par M. Jean PERRIN.

1. On sait que les rayons de Röntgen déchargent les corps électrisés qu'ils rencontrent. Préoccupé surtout de concilier ce fait avec le principe de la conservation de l'électricité, j'ai réalisé quelques expériences qui me semblent préciser un peu la nature du phénomène.

On peut, en particulier, obtenir la décharge en faisant pénétrer les rayons dans une enceinte métallique absolument close où se trouve un conducteur porté à un potentiel différent de celui de l'enceinte. C'est le cas, par exemple, pour un électroscope Hurmuzescu. J'ai repris l'expérience en liant à l'aiguille d'un électromètre la cage de l'électroscope maintenue isolée.

Pendant toute la durée de la décharge, l'aiguille reste immobile. Il n'est donc pas douteux, et, du reste, il était presque évident que les rayons dissipent non seulement l'électricité des feuilles d'or, mais aussi l'électricité de nom contraire qui lui correspond sur la paroi

interne de la cage, en égalisant les potentiels de ces deux conducteurs.

II. Il serait cependant incorrect de supposer que les rayons X (ou l'air qu'ils ont rencontré) agissent comme un faisceau de fils conducteurs, ou comme un électrolyte ordinaire. L'expérience suivante prouve, en effet, qu'ils peuvent réunir deux corps de potentiels très différents, sans cependant égaliser ces potentiels.

Un pinceau de rayons, défini par deux ouvertures, traverse une feuille métallique mince F, portée, par rapport au sol, à un potentiel d'au moins 50000 volts. Puis il entre par une petite ouverture et sans effleurer les bords de cette ouverture, dans un cylindre de Faraday relié au sol et à la cage d'un électromètre. Il se termine dans ce cylindre sur un disque métallique lié à l'aiguille de l'électromètre et qui, d'abord, est au potentiel du sol. Ce pinceau de rayons réunit donc deux conducteurs dont les potentiels diffèrent de plus de 50000 volts, et il ne touche aucun autre conducteur; cependant, l'aiguille reste immobile, ou, du moins, si son potentiel varie, il ne varie pas de $\frac{1}{10}$ de volt.

L'efficacité de la protection électrique produite par le cylindre de Faraday doit être vérifiée à l'avance avec le plus grand soin. Quand cette protection est insuffisante, c'est-à-dire quand le disque et la feuille métallique F sont réunis par des lignes de force, les rayons X agissent très nettement. Cette action, qui sera expliquée plus loin, a pu faire illusion sur le résultat de l'expérience ([1]).

III. Les rayons X (ou l'air qu'ils ont traversé) peuvent donc, sans égaliser leurs potentiels, réunir des conducteurs dont les potentiels sont très différents, *pourvu seulement que ces conducteurs n'échangent pas de lignes de force*. On ne peut donc les assimiler même à des fils médiocrement conducteurs.

On peut montrer, d'autre part, qu'ils égalisent les potentiels de deux conducteurs, même sans les rencontrer, *s'ils rencontrent des lignes de force allant de l'un à l'autre*.

Pour établir cette propriété, je vais d'abord décrire l'expérience même qui me l'a fait entrevoir.

La bobine d'induction et le tube de Crookes sont enfermés dans

([1]) M. Lafay a décrit dans les *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 837 et 926; 1896, une expérience identique, mais pour laquelle il donne un résultat contraire à celui que j'indique.

une grande caisse A (*fig.* 1) entièrement recouverte de papier d'étain. Une paroi de cette caisse est recouverte d'un épais blindage en tôle. A l'intérieur, et contre cette paroi, se trouve le tube de Crookes ; à l'extérieur est un électroscope dont les feuilles sont reliées à un conducteur isolé B. La cage de cet électroscope et la caisse A sont au sol. A cause du blindage, aucun rayon ne peut atteindre l'électroscope ou le conducteur B.

On charge ce conducteur, puis on s'assure que la protection électrique est excellente en excitant la bobine seule, et non le tube. Ceci fait, on excite ce dernier. Aussitôt les feuilles d'or se rapprochent, jusqu'à décharge totale.

Si donc des rayons ont agi, ce sont ceux qui traversent le bois, puis le papier d'étain des faces non blindées, et cela, quoique les rayons les plus rapprochés passent à plus de 40 centimètres du système B. Si, en effet, on recouvre ces faces par de grandes lames de tôle, toute action disparaît.

Sans ajouter ces lames de tôle, on peut encore empêcher toute action en plaçant l'électroscope et le conducteur B dans une deuxième caisse entourée de papier d'étain, de manière à ramasser dans la région protégée par le blindage de la première face toutes les lignes de force issues du conducteur B.

J'ai été ainsi amené, pour toutes les expériences décrites dans ce travail, à recouvrir par des lames de tôle, épaisse de 2 millimètres environ, toutes les faces de la caisse A. Sur un point seulement, j'ai fait dans cette tôle un trou rond de 1 centimètre, toujours fermé par du papier d'étain, et j'ai adapté sur ce trou un tube de laiton ayant 10 centimètres de long sur 1 centimètre de large. J'avais ainsi des rayons X le long d'une direction bien définie, *et seulement le long de cette direction*. Je pense qu'en opérant autrement on s'exposerait à de graves erreurs, et peut-être il ne serait pas difficile d'expliquer ainsi les résultats contradictoires obtenus par divers physiciens.

IV. Dans les expériences faites avec un blindage incomplet, les rayons déchargeaient le conducteur B sans le rencontrer, mais ils rencontraient les charges de signes contraires développées par influence sur la caisse A et sur les murs de la salle. Ceci même est inutile, et l'on peut montrer, comme je l'ai dit plus haut, qu'ils amènent l'égalisation des potentiels entre deux conducteurs, sans rencontrer aucun de ces deux conducteurs, pourvu seulement qu'ils rencontrent des lignes de force allant de l'un à l'autre.

Je m'en suis assuré en faisant passer un pinceau de rayons X défini comme je viens de le dire entre deux plaques métalliques, formant condensateur, dont l'une était liée à l'aiguille d'un électromètre. Les rayons n'effleuraient absolument pas ces plaques. Au sortir du condensateur, ils se terminaient contre le fond d'un cylindre de Faraday lié à la caisse A. Ils cheminaient donc dans une région complètement connue, et sans rencontrer aucune charge électrique, même à leur point de départ et à leur point d'arrivée, tous les deux situés au fond de cylindres protecteurs [1].

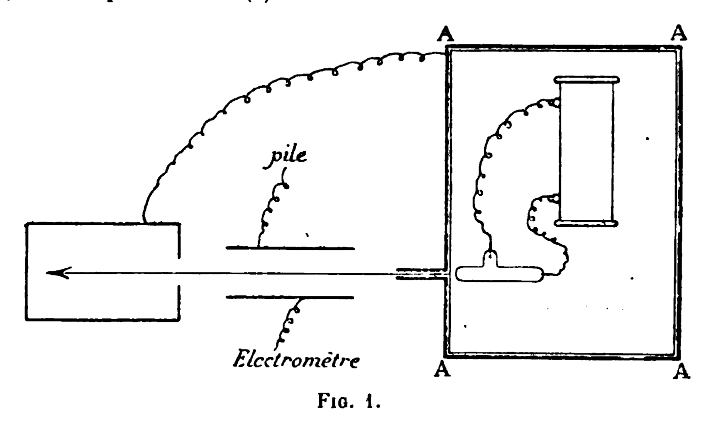



Fig. 1.

Plus de cinquante expériences concordantes, dans lesquelles j'ai de mon mieux varié les conditions, m'ont prouvé qu'il y avait passage d'électricité d'une plaque sur l'autre. La distance des deux plaques a varié entre 3 et 10 centimètres ; leur différence de potentiel, entre 2 et 200 volts.

Incidemment, on se rend compte dès à présent que, même en supposant que leurs actions électriques définissent clairement une intensité pour les rayons X, il serait illusoire de chercher à vérifier la loi de l'inverse du carré des distances en comptant ces distances à partir du tube de Crookes jusqu'au corps déchargé, puisque, en effet, ce corps peut n'être pas touché.

(1) La cage de l'électromètre était reliée à la caisse A. Au début de l'expérience, elle était aussi reliée à l'aiguille, et l'on coupait cette communication seulement quand la plaque reliée à cette aiguille s'était chargée par influence en présence de la deuxième plaque. L'aiguille partait ainsi d'un potentiel égal à celui de la cage, et l'on pouvait mesurer, en utilisant toute la sensibilité compatible avec l'instrument, les variations ultérieures de son potentiel. Une disposition analogue a été employée chaque fois que j'ai eu recours à l'électromètre.

V. On peut se demander si, du moins, quelque phénomène particulier se manifeste, lorsque les rayons rencontrent le corps qu'ils déchargent. Pour le voir, j'ai déplacé d'une manière continue, en le soulevant ou en l'abaissant, le système des deux plaques précédemment défini et j'ai constaté seulement que l'action décroissait à mesure qu'une plus grande partie des rayons cessait de passer entre les deux plaques. Je n'ai pas étudié le cas où les rayons tombent normalement sur le corps déchargé.

Dans le même ordre d'idées, j'ai recherché si, comme le dit M. Righi, un conducteur exposé aux rayons X acquiert une charge positive.

J'ai donc fait tomber le rayon sur un disque de cuivre, lié à l'aiguille d'un électromètre, et dont le diamètre était juste assez grand pour utiliser tout le faisceau de rayons X. Le disque était protégé électriquement, en sorte qu'il n'émettait pas de ligne de force, et cependant il était assez loin de tout conducteur pour que sa capacité fût petite. Une charge positive, même faible, aurait donc pu être décelée. Pourtant je n'ai observé aucune variation du potentiel, et je pense que, s'il y en a eu, elle est restée inférieure à $\frac{1}{20}$ de volt.

VI. Les expériences qui précèdent prouvent le rôle que la disposition des lignes de force joue dans la décharge par les rayons X. D'autre part, on sait maintenant comment intervient la nature du diélectrique traversé par ces lignes de force.

La décharge se produit dans les gaz, plus rapidement quand le gaz est plus dense [1] et paraît ne se produire que dans les gaz. A la vérité, M. J.-J. Thomson a annoncé qu'elle se produit dans tous les diélectriques, mais le résultat contraire paraît bien établi par les expériences de M. Righi et celles de M. Röntgen. En ce qui concerne les diélectriques *solides*, j'ai, d'ailleurs, vérifié leurs conclusions.

On sait, enfin, que J.-J. Thomson, puis Röntgen ont prouvé que de l'air, préalablement traversé par des rayons X, garde quelque temps la propriété de décharger les corps électrisés.

VII. Il pourra donc paraître naturel d'admettre que, transporté par convection ou par diffusion au voisinage des surfaces électrisées,

[1] *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 916, séance du 2 avril 1896. Note de MM. Benoît et Hurmuzescu. Le résultat a été aussi indiqué par Röntgen.

l'air d'abord traversé par les rayons X vient produire les effets que j'ai signalés.

Je crois pourtant que cette explication est incomplète, et qu'on ne peut se dispenser d'admettre que, par le fait qu'ils sont placés dans un champ électrique, et même s'ils sont loin de toute surface électrisée, les gaz traversés par les rayons X acquièrent de nouvelles propriétés.

J'ai fait à ce sujet deux expériences qui, je crois, montrent que l'action de l'air n'est pas due à un simple effet de diffusion.

J'ai de nouveau fait passer un pinceau de rayons entre deux plaques formant condensateur. Seulement, cette fois, ces plaques étaient en toile métallique. L'armature liée à l'aiguille était entourée d'un anneau de garde également en toile métallique, en sorte que la face qui ne regardait pas l'autre armature ne pouvait émettre de lignes de force. Le condensateur était enfermé dans une caisse métallique où la convection proprement dite me semble improbable. En tout cas, elle eût été la même entre les armatures du condensateur et hors de ces armatures. De même, la diffusion n'eût probablement pas été arrêtée par le grillage qui les forme. Cependant l'action des rayons, énergique lorsqu'ils passaient entre les armatures, devenait insensible lorsqu'ils passaient à l'extérieur. La différence de potentiel entre les deux armatures était 200 volts ; leur distance, 5 centimètres.

On pourrait craindre que la toile métallique gênât la diffusion. L'expérience suivante, plus démonstrative, n'est plus sujette à cette critique.

J'employais un condensateur PQ (*fig.* 2) formé par deux plaques de laiton ayant 20 centimètres sur 25 centimètres, écartées de 5 centimètres. Un sillon rectangulaire découpait dans la plaque P une plaque P′ ayant 5 centimètres sur 10 centimètres, qui était reliée à l'aiguille d'un électromètre. Le reste de la plaque P était relié à la cage de cet électromètre et aussi, au début, à la plaque P′.

On établissait entre P et Q une différence de potentiel; puis, on coupait la communication entre la cage et l'aiguille de l'électromètre. La plaque P′ se trouvait alors isolée, et cependant au même potentiel que le reste de la plaque P, qui jouait dès lors le rôle d'anneau de garde. On faisait alors passer les rayons.

Le pinceau de rayons, employé pour cette expérience, avait dans sa partie la plus large $0^{cm},5$, pénombre comprise.

Quand ces rayons, supposés perpendiculaires au plan de figure, coupaient les lignes de force issues de la plaque P′, il y avait décharge, la même sensiblement lorsqu'ils passaient en A et lorsqu'ils passaient en A′.

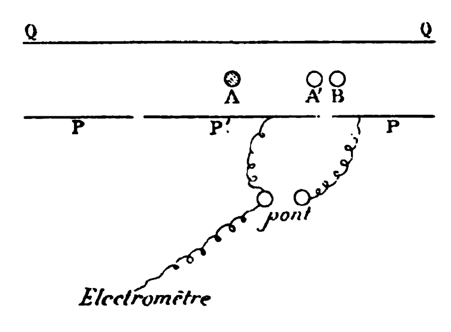



Fig. 2.

Quand ils cessaient de les couper, de manière à passer en B (un déplacement latéral de 0cm,5 suffisait pour cela), il n'y avait plus de décharge sensible. Pourtant leur position, relativement à la plaque P′, était peu modifiée, et nul obstacle ne les séparait des lignes de force émanées de P′.

On peut ainsi regarder comme démontré qu'une atmosphère soumise à l'action des rayons X, mais laissée en repos, amène la décharge d'un corps électrisé *seulement quand elle est traversée par des forces emanées de ce corps*, la diffusion de cette atmosphère jouant un rôle pratiquement nulle.

VIII. En définitive, je pense que les faits précédents sont reliés simplement de la manière suivante :

Les rayons de Röntgen, indépendamment de l'existence même d'un champ électrique, altèrent la nature du gaz qu'ils traversent. Cette altération est définie par le fait que, si, par la suite, cette masse gazeuse est située sur le trajet d'un tube de force, les masses électriques situées aux extrémités du tube disparaissent quand le tube de force est en entier contenu dans le gaz. Quand une partie du tube de force est située dans un diélectrique solide ou liquide, il n'y a plus de décharge complète, mais simplement un effet de condensation *dont l'effet ultime est le même que si la portion du tube de force contenu dans le gaz était devenue conductrice.*

Cet énoncé est exempt d'hypothèses et donne une règle pratique

assez commode pour savoir si, dans tel ou tel cas, on aura ou on n'aura pas de décharge.

A la condition de faire quelques hypothèses, on pourra pénétrer plus avant dans la nature probable du phénomène. On pourra supposer que l'altération subie par un gaz le long d'un rayon de Röntgen consiste en ceci : que des charges positives et négatives sont développées en quantités égales, tout le long du rayon. En l'absence de tout champ électrique, l'ensemble de ces charges constitue un fluide neutre se diffusant de proche en proche avec une vitesse inconnue, mais faible. Si, au contraire, il existe un champ électrique, les charges positives acquerront une vitesse moyenne plus grande dans la direction de la force électrique, les charges négatives, une vitesse plus grande dans la direction opposée. Le résultat final sera que les deux systèmes filtreront l'un au travers de l'autre le long des tubes de force, jusqu'à ce qu'ils rencontrent des charges de nom contraire ou un obstacle mécanique, tel qu'un solide ou un liquide. La façon dont l'électricité s'écoulerait le long des tubes de force différerait ainsi profondément de l'électrolyse ordinaire et de la diffusion proprement dite.

IX. Au point de vue qualitatif, on sait donc dans quel cas les rayons X provoquent la décharge. Il reste, au point de vue quantitatif, à donner un moyen pour trouver, dans chaque cas, la valeur du débit.

Je pense qu'on peut y arriver en remarquant que, si de l'électricité neutre est dissociée le long d'un rayon X, il doit être possible de la mesurer et de vérifier que, pour un rayonnement donné, c'est une constante indépendante du champ électrique qui permet de la déceler, et capable de caractériser ce rayonnement. Je crois avoir réussi à faire cette mesure et à vérifier cette constance, et je rendrai compte ultérieurement des expériences que j'ai tentées dans ce sens.

Enfin, il pourra être intéressant, à la condition qu'on s'aperçoive qu'on fait de nouvelles hypothèses, d'exprimer la théorie qui précède en disant que, sur leur passage, les rayons de Röntgen brisent certaines molécules en morceaux, en ions, qui, suivant un postulat fondamental de la théorie des ions, sont électrisés par le fait même de leur séparation, et qui chemineraient dans un champ électrique suivant le mécanisme précédemment décrit. Grâce à cette nouvelle illustration, on pourra prévoir que ces gaz chargés d'ions seront chimiquement plus actifs que des gaz non soumis à l'action des rayons de Röntgen.

## ACTION DES RAYONS X SUR LES CORPS ÉLECTRISÉS ;

Par MM. L. BENOIST et D. HURMUZESCU.

A. — Depuis nos premières recherches sur les rayons X [1], M. J.-J. Thomson [2] a formulé des conclusions entièrement conformes aux nôtres ; d'autres savants, M. A. Righi [3], MM. Borgmann et Gerchun [4], et M. H. Dufour [5], tout en étant d'accord avec nous en ce qui concerne la décharge des corps électrisés, quel que soit le signe de leur électrisation, signalent une électrisation produite directement par ces rayons, sans être d'accord, d'ailleurs, sur le signe de cette électrisation, positive d'après M. Righi, négative d'après MM. Borgmann et Gerchun.

En présence de ces divergences, nous avons cru devoir répéter nos premières expériences, en prolongeant très longtemps l'action du tube de Crookes sur les feuilles d'or de l'électroscope ; nous avons constamment observé une chute complète, quel que fût le signe de la charge initiale, et l'absence complète de toute nouvelle divergence ultérieure.

Craignant un défaut de sensibilité de l'électroscope pour les faibles charges, nous avons employé un nouveau type d'électromètre symétrique à miroir [6], toujours complètement enfermé dans une cage métallique communiquant avec le sol ; c'est aussi à l'intérieur de cette cage que se trouve, derrière une fenêtre fermée par une feuille d'aluminium, la plaque d'épreuve que l'on charge, au début de chaque expérience, au potentiel de 60 volts environ. La diélectrine qui isole les corps électrisés se trouve absolument à l'abri de toute action de la part du tube de Crookes.

Dans ces conditions, la décharge a été de nouveau absolument complète et définitive, quel que fût le signe de la charge initiale, et quelle que fût aussi la nature du métal formant la plaque d'épreuve. Donc, si les rayons X peuvent développer une charge électrique

---

(1) Voir p. 110 et 168 de ce volume.
(2) Voir p. 163 de ce volume.
(3) *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 601 et 818; 1896. Voir aussi p. 147 de ce volume.
(4) *Comptes rendus*, t. CXXII, p. 378; 1896.
(5) Voir p. 146 de ce volume.
(6) *Voir* la description de cet électromètre dans : *Les rayons X et la Photographie à travers les corps opaques*, par M. Ch.-Ed. GUILLAUME, p. 89 (*fig.* 16). plaque d'épreuve est figurée par le disque P.

dont nous n'avons encore pu observer aucune trace, cet effet ne dépasse pas l'ordre de grandeur des forces électromotrices de contact ([1]).

Mais, au cours de ces nouvelles expériences, nous avons découvert une propriété spécifique nouvelle des différents corps, et particulièrement des métaux, relativement aux rayons X. Les métaux étant pris en disques de même diamètre, et l'influence des variations du tube de Crookes étant éliminée par la méthode des moyennes alternées, nous avons observé que le temps de chute d'un même potentiel à un autre varie avec la nature du métal exposé. C'est aussi le caractère que présente la déperdition de l'électricité sous l'action des rayons ultra-violets.

Mais l'ordre des différents métaux n'est pas du tout le même dans les deux cas. On sait que, d'après MM. Lenard et Wolf, qui expliquent ces phénomènes par une pulvérisation du métal, l'argent est le plus sensible à la décharge par les rayons ultra-violets ; puis viennent l'or, le fer, le plomb, l'étain, le cuivre, le platine, le mercure, le zinc. Or, l'argent et le zinc, qui occupent les deux extrémités de cette liste, sont, au contraire, extrêmement voisins dans celle que nous avons obtenue au point de vue des rayons X, et ils en occupent le milieu avec l'or, le fer, le nickel, le laiton, le cuivre rouge. Aux extrémités, nous trouvons, d'un côté, l'aluminium, pour lequel la déperdition est très lente, et, de l'autre, le platine et le mercure, pour lesquels elle est très rapide.

Voici quelques nombres exprimant la durée d'une même chute de potentiel, en prenant pour unité celle qui concerne le platine :

| | |
|---|---|
| Zinc et laiton amalgamés | 0,96 |
| Platine en plaques minces | 1 |
| » en feuilles battues | 1,1 |
| Ferro-nickel | 1,38 |
| Zinc | 1,41 |
| Argent en feuilles battues | 1,41 |
| Cuivre rouge | 1,48 |
| Argent en plaques | 1,53 |
| Aluminium battu | 1,92 |
| » en plaques | 2,12 |
| Noir de fumée | 1,97 |

([1]) M. A. Righi a précisément annoncé, dans une note ultérieure, que tel était bien l'ordre de grandeur de l'effet qu'il avait observé. *C. R.*, t. CXXII, p. 818; 1896.

Ces nombres sont évidemment relatifs au tube que nous avons employé, vu l'hétérogénéité des rayons X que nous avons précédemment démontrée.

Donc l'aptitude des différents métaux à utiliser l'énergie des rayons X pour la dissipation de l'électricité varie nettement en sens inverse de leur transparence pour ces rayons, puisque l'aluminium est précisément le plus transparent des métaux précédents, le platine et le mercure les plus opaques. Cette aptitude représente donc *une sorte de pouvoir absorbant*, comparable à celui des corps plus ou moins opaques pour les radiations lumineuses et calorifiques.

De plus, ce pouvoir absorbant a son siège dans la couche superficielle du métal lui-même, car il augmente nettement avec l'épaisseur de ce métal, quand cette épaisseur est encore très faible.

Le noir de fumée, transparent pour les rayons X, se montre précisément aussi peu absorbant que l'aluminium. C'est ainsi que le temps de décharge, pour une plaque de cuivre poli, passe de 1,52 à 1,97, quand elle est recouverte de noir de fumée.

En ce qui concerne l'explication de ces phénomènes, nous croyons devoir présenter dès maintenant les observations suivantes :

1° La théorie de la pulvérisation ne donne pas cette explication, car elle ne paraît pas compatible avec le fait observé par nous, et aussi par M. J.-J. Thomson, que la décharge des métaux électrisés se fait complètement, non seulement dans l'air, mais aussi dans un milieu diélectrique solide, comme la paraffine.

2° La propriété que posséderaient les diélectriques de devenir conducteurs sous l'action des rayons X, propriété formulée par M. J.-J. Thomson, ne suffit pas pour expliquer toutes les circonstances du phénomène, puisque la nature du métal intervient nettement, jusqu'à une certaine profondeur ; nous avons observé, de plus, que le rapport des temps de décharge, trouvé pour deux surfaces métalliques différentes, n'est pas modifié lorsque ces deux surfaces sont entièrement recouvertes d'une couche de paraffine de même épaisseur.

Les résultats que nous venons d'exposer nous paraissent indiquer dans quelle voie doivent être désormais dirigées les recherches pour obtenir des préparations plus sensibles que les plaques au gélatino-bromure d'argent dans la photographie par les rayons X ; les sels de platine, étant plus absorbants, seront sans doute plus avantageux ; c'est ce que nous nous proposons de vérifier.

B. — Après avoir étudié l'influence spécifique du corps électrisé

sur la vitesse de déperdition de son électricité par les rayons X, nous avons étudié celle du diélectrique gazeux dans lequel ce corps est plongé.

Pour cela, nous avons ajouté à notre électroscope à feuilles d'or une boîte métallique pouvant tenir le vide, et dans laquelle se trouve, isolé par un bouchon de diélectrine, un disque de laiton communiquant avec les feuilles d'or. Les rayons X viennent frapper ce disque en traversant une fenêtre parallèle fermée par une plaque mince d'aluminium.

Une première série d'expériences nous a montré que la vitesse de dissipation de l'électricité augmente quand la densité du gaz augmente, diminue quand cette densité diminue. Elle est plus grande dans l'air comprimé que dans l'air ordinaire; elle est moindre, au contraire, dans l'air raréfié. Elle est moindre dans l'hydrogène que dans l'air; plus grande dans l'acide carbonique, plus grande encore dans l'acide sulfureux.

Le sens du phénomène ainsi établi, nous avons obtenu la loi numérique par une série de mesures donnant, *soit dans l'air à différentes pressions, soit dans des gaz différents à la même pression*, le temps de chute des feuilles à partir du même angle initial jusqu'au même angle final.

Cette loi est la suivante :

La vitesse de dissipation de l'électricité par les rayons X, pour un même corps électrisé dans les mêmes conditions, varie proportionnellement à la racine carrée de la densité du gaz où il est plongé.

Voici une série de mesures relatives à l'air, la pression variant depuis 7 millimètres de mercure jusqu'à 765 millimètres. Le produit du temps de chute par la racine carrée de la pression et, par suite, de la densité, doit être constant.

| Pression : P. | Temps de chute : $t$. | Produit : $t\sqrt{P}$. |
|---|---|---|
| 7mm | 102 | [269,9] (1) |
| 17 | 140 | 577,2 |
| 28 | 120,7 | 638,7 |
| 40,5 | 95 | 604,6 |
| 54 | 79 | 580,5 |
| 70 | 67,1 | 561,4 |
| 87 | 61,5 | 573,6 |
| 158,5 | 44,9 | 565,3 |

(1) Ce nombre trop faible peut s'expliquer, parce que le potentiel initial est presque égal au potentiel explosif pour l'air à la pression 7 millimètres.

| Pression : P. | Temps de chute : $t$. | Produit : $t\sqrt{P}$. |
|---|---|---|
| 283 | 34,1 | 573,7 |
| 414 | 30,2 | 614,5 |
| 576 | 23 | 624 |
| 765 | 24,2 | 669,3 |

Moyenne. 598,4 (sans le 1er nombre)

Écart moyen. ± 26,4, soit $\frac{1}{22,7}$

Autre expérience, avec un fonctionnement différent du tube de Crookes :

| Pression : P. | Temps de chute : $t$. | Produit : $t\sqrt{P}$. |
|---|---|---|
| mm | | |
| 107 | 69 | 225,7 |
| 203 | 50,8 | 228,9 |
| 304 | 46,5 | 223,3 |

Moyenne. 226

Écart moyen. ± 1,5, soit $\frac{1}{151}$

La loi est donc nettement établie pour un même gaz à diverses pressions.

EXPÉRIENCES SUR DIFFÉRENTS GAZ, A UNE MÊME PRESSION.

*Air et acide carbonique.*

Rapport des temps de chute, pour un même angle....... 1,257
Rapport inverse des racines carrées des densités.......... 1,237

*Hydrogène (contenant quelques traces d'air et air.*

Rapport des temps de chute............................ 3,23
Rapport inverse des racines carrées des densités.......... 3,79

Ces premières mesures paraissent donc bien établir la loi, en ce qui concerne les différents gaz.

En résumé, la dissipation de l'électricité par les rayons X dépend à la fois de la nature du corps électrisé, intervenant par une sorte de pouvoir absorbant lié à son opacité, et de la nature du gaz environnant, mais n'intervenant que par sa masse spécifique, ou quand on passe d'un gaz à un autre, par sa masse moléculaire.

Rapproché de la loi des distances, que nous avons précédemment vérifiée [1], ces résultats nous conduisent à chercher l'explication principale de cette dissipation dans un phénomène dont la surface de séparation du solide électrisé et du gaz environnant soit le siège, tel que l'expulsion du gaz condensé ou occlus.

---

(1) Voir p. 168 de ce volume.

A. WINKELMANN et R. STRAUBEL. — **Ueber einige Eigenschaften der Röntgen'schen X Strahlen (Sur quelques propriétés des rayons X de Röntgen)** *Jenaischen Zeitschrift für Naturw.*, t. XXX; 1896.

Le fait le plus saillant, consigné dans ce mémoire, consiste dans une transformation des rayons de Röntgen produite par une lame dépolie de spath-fluor. Si l'on fait tomber des rayons de Röntgen sur une plaque sensible, de telle sorte que les rayons traversent d'abord le verre, puis la couche sensible et rencontrent enfin une lame de spath-fluor. L'impression produite dans la région de la plaque recouverte par le spath est, par exemple, cent fois plus rapide que sur les portions non recouvertes. On ne peut attribuer cet effet à des rayons X réfléchis ou diffusés par le spath, car, si on interpose entre la couche sensible et le spath une feuille de papier ou d'étain, que les rayons X traversent sans difficulté, l'action du spath-fluor est anéantie : elle était donc produite par des rayons spéciaux émis par le spath sous l'excitation des rayons X.

Les auteurs désignent les nouveaux rayons sous le nom de rayons du spath. Ils sont parvenus à mesurer leur indice de réfraction par la disposition suivante : devant un tube de Hittorf, on place une chambre photographique dont l'objectif est remplacé par un papier noir, suivi d'une fente à lèvres de plomb et d'une lame de spath-fluor dépolie sur celle de ses faces qui est tournée vers le tube de Hittorf. Cette lame transforme les rayons de Röntgen en rayons du spath. A la suite se place une deuxième fente à lèvres de plomb, puis un prisme de spath-fluor qui recouvre la fente seulement sur la moitié de sa hauteur, et enfin, à une distance suffisante au delà, une plaque photographique sur laquelle on mesurera la déviation des rayons réfractés par le prisme par rapport aux rayons directs. On a ainsi trouvé :

$$n = 1,48$$

D'après les observations de Sarrazin [1], cet indice est très voisin de celui qui convient à la raie 25 du cadmium dont la longueur d'onde est $0^{\mu},219$.

E. Bouty.

L. ARONS. — Ueber den electrischen Lichtbogen (Sur l'arc électrique). *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 185; 1896.

Avec une machine à courants alternatifs donnant 200 inversions par seconde et une différence de potentiel moyenne de 10 à 12 fois

supérieure à celle qui est nécessaire pour produire un arc électrique entre deux électrodes métalliques, quand on fait usage de courants continus, il est impossible d'obtenir un arc entre les mêmes électrodes. Cependant entre deux charbons de mêmes dimensions on obtient aisément un arc excessivement intense de plus de 1 centimètre de long.

Parmi les causes que l'on peut invoquer pour expliquer cette différence d'action du charbon et des métaux, M. Arons signale les suivantes :

1. La conductibilité calorifique du charbon est 37 fois plus faible que celle du mercure, le moins conducteur des métaux. Les charbons se maintiennent donc, après le passage d'un courant, à une température plus élevée que les électrodes métalliques, ce qui facilite peut-être le passage d'un courant de sens inverse.

2. Le charbon, en brûlant dans l'arc électrique, dégage des gaz qui, sans doute, conservent plus longtemps leur conductibilité que les vapeurs métalliques, aisément condensées par le refroidissement.

3. Les phénomènes d'oxydation produits dans l'arc voltaïque, laissent à nu la surface du charbon, dont la conductibilité n'est pas altérée. Au contraire, une trace d'oxyde, mauvais conducteur, déposée à la surface d'une électrode métallique, introduit dans le circuit une résistance énorme.

Il est vraisemblable que cette dernière cause joue un rôle important dans les phénomènes décrits par M. Arons.

E. Bouty.

A. ABT. — Magnetisches Verhalten des Pyrrhotite (Propriétés magnétiques de la pyrhotite). *Wied Ann.*, t. LVII, p. 135; 1896.

La pyrrhotite de Borév, correspondant à peu près à la formule $Fe^7S^8$, peut garder une polarité rémanente au moins aussi grande que celle de la magnétite. Par l'ensemble de ses propriétés magnétiques la pyrrhotite est comparable à de l'acier trempé très dur.

E. Bouty.

M. WIEN. — Ueber einen Apparat zum Variiren der Selbstinduction (Appareil pour faire varier la self-induction). *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 249; 1896.

Cet appareil est formé de deux bobines plates concentriques, l'une fixe, l'autre mobile autour d'un axe vertical; l'angle des plans des spires des deux bobines est mesuré par un index qui se déplace sur

un cercle horizontal. Chacune des bobines contient un certain nombre d'enroulements distincts que l'on intercale dans le circuit au moyen de clés. On a ainsi deux moyens de faire varier la self-induction : d'une manière discontinue par les clés, continue par la rotation.

Dans le modèle employé par M. Wien, la self-induction peut varier de $4{,}10^{5}$ à $1{,}2\ 10^{8}$ centimètres.

E. Bouty.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Ueber die angebliche Zerstreuung positiver Electricität durch Licht (Sur la prétendue déperdition d'électricité positive produite par la lumière). *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 24 ; 1896.

Les auteurs attribuent à des actions perturbatrices la déperdition d'électricité positive observée par M. Branly [1] sous l'influence de la lumière.

E. Bouty.

V. von LANG. — Beobachtungen über die Widerstandsänderung des Contactes zweier Leiter durch electrische Bestrahlung (Observations sur le changement de résistance du contact de deux conducteurs par les ondes électriques). *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 34 ; 1896.

M. Lodge [2] a montré que le fait, découvert par M. Branly [3], de la variation de résistance de tubes de verre remplis de limaille sous l'action d'ondes électriques, n'est pas isolé, et que la résistance du contact de deux morceaux de métal quelconques diminue aussi sous la même influence.

M. von Lang dispose un contact variable entre un disque conducteur et une pointe conductrice mobile le long d'un levier. Quand le disque et la pointe sont en charbon, on observe un variation de résistance du contact bien déterminée, c'est-à-dire que la résistance revient exactement à sa valeur primitive quand on supprime l'action des ondes électriques. D'après l'auteur ce résultat est général, mais seulement à la condition d'éviter les moindres trépidations au voisinage de l'appareil de contact.

E. Bouty.

(1) Branly, *Comptes rendus*, t. CXX, p. 829 ; 1895.
(2) Lodge, *The work of Hertz and some of his successors* ; London, 1894.
(3) Branly, *Comptes rendus*, t. CXI, p. 785 ; 1890.

C. KELLNER. — Ueber die Absorption von Säure und Alkali aus Lösungen durch Platinmohr (Sur l'absorption d'acides et d'alcalis en dissolution par la mousse de platine). *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 79; 1896.

M. F. Kohlrausch [1] avait observé une diminution de la conductibilité de dissolutions acides ou alcalines très étendues, mesurée entre des électrodes en platine platiné. Ces mêmes électrodes, bien lavées, communiquaient ensuite à l'eau distillée un excès de conductibilité appréciable.

M. Kellner a repris l'étude de cette double variation de résistance. Son mémoire, accompagné de nombreux tableaux numériques et d'une planche, met hors de doute l'absorption exercée par la mousse de platine, mais n'a conduit l'auteur ni à découvrir de nouveaux composés chimiques, ni à formuler de loi empirique simple.

E. Bouty.

A. RIGHI. — Sulle direzioni d'estinzione, relative alle onde elettriche, nei cristalli di gesso (Sur les directions d'extinction relatives aux ondes électriques dans les cristaux de gypse). *Rendiconti della R. Acad. dei Lincei*, 5e série, t. V; 1er mars 1896.

Dans une note antérieure, M. Righi [2] avait annoncé que les directions d'extinction d'une lame de gypse, placée entre un polariseur et un analyseur de Hertz croisés, coïncident à peu près avec une parallèle et une perpendiculaire à la direction du clivage non fibreux. Il trouve aujourd'hui que, pour des longueurs d'onde de $10^{cm},6$, l'une des directions d'extinction fait un angle de $1^\circ,3$ avec la parallèle au clivage non fibreux, cet angle étant compté dans la direction de l'angle aigu des deux clivages.

Les directions d'extinction du gypse pour les ondes de Hertz feraient donc, avec les directions d'extinction des ondes lumineuses, dans le même cristal, des angles de $39^\circ,3$ et de $50^\circ,7$.

E. Bouty.

---

(1) F. Kohlrausch, *Wied. Ann.*, t. XXVI, p. 171 et 220; 1885.
(2) *Rendiconti*, 17 novembre 1895.

CH.-E. SAINT-JOHN. — Ueber die Vergleichung des Lichtemissionsvermögens der Körper bei hohem Temperatur, und über den Auer'schen Brenner (Sur la comparaison du pouvoir émissif des corps à haute température et sur le brûleur Auer). *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 433; 1895.

M. Nichols avait émis l'opinion que l'efficacité du capuchon d'un bec Auer tient à un phénomène de luminescence. M. Saint-John prouve que ce capuchon ne possède ni fluorescence, ni phosphorescence, et que son efficacité tient exclusivement au pouvoir émissif considérable des substances dont il est formé.

MM. Nichols et Snow ont cherché à mesurer le pouvoir émissif d'un corps pulvérulent, tel que l'oxyde de zinc, en recouvrant à moitié de cette substance une lame de platine que l'on porte, à l'aide d'un courant, à une température connue. Mais il est à craindre que le corps pulvérulent, très mauvais conducteur de la chaleur, ne se trouve ainsi porté à une température notablement inférieure à celle du platine, d'où des nombres trop peu élevés pour le rapport du pouvoir émissif du corps pulvérulent à celui du platine. M. Saint-John chauffe la lame mi-partie, employée par MM. Nichols et Snow, dans un four à porcelaine; il élimine la lumière réfléchie par le moyen d'un tube de porcelaine chaud, mais non incandescent introduit dans le four jusqu'au voisinage de la lame de platine, et à travers lequel on regarde. Aussitôt le platine nu paraît beaucoup plus sombre que la substance pulvérulente et l'on peut comparer leur éclat, pour diverses radiations, par une méthode spectrophotométrique. En prenant pour unité l'intensité de la radiation émise par le platine, on a obtenu les résultats suivants, à la température 1050° :

| | | Oxydes de | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| λ | platine | magnésium | zirconium | lanthane | terbium | zinc |
| $0^{\mu},643$ | 1,00 | 2,68 | 2,84 | 2,23 | 2,50 | 2,44 |
| 0 ,568 | 1,00 | 2,99 | 3,15 | 2,15 | 2,55 | 2,65 |
| 0 ,515 | 1,00 | 3,81 | 4,03 | 2,27 | 3,35 | 3,04 |

E. WIEDEMANN et G.-C. SCHMIDT. — Ueber Luminescenz von festen Körper und festen Lösungen (Sur la luminescence de corps solides et de dissolutions solides). *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 201; 1895.

Les auteurs résument eux-mêmes de la manière suivante les innombrables résultats d'observations contenus dans leur mémoire :

(1) NICHOLS et SNOW, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXIII, p. 19; 1892.

1° Beaucoup de corps inorganiques purs montrent une cathodoluminescence intense et un certain nombre d'entre ceux-ci une thermoluminescence.

2° Pour quelques-uns de ces corps il se produit une décomposition sensible, pour d'autres non.

3° En général la couleur de luminescence des sels d'un même métal est la même. Le radical acide n'a d'influence que sur l'intensité de la lumière. Il faut donc attribuer au radical acide la propriété qu'ont certains sels d'un même métal de luire, certains autres de ne pas luire. Exemple : sels de cadmium, d'urane, etc.

4° Une série de corps solides qui contiennent une trace d'une seconde substance, de sulfate de manganèse par exemple, présentent une magnifique cathodo ou thermoluminescence. Les auteurs désignent ces corps sous le nom de *dissolutions solides*, dans le sens de Van t'Hoff, la substance la plus abondante étant considérée comme le dissolvant, l'autre comme le corps dissous. A ce groupe des dissolutions solides appartiennent aussi les sulfures alcalins, etc.

5° Les auteurs ont préparé un grand nombre de ces dissolutions solides.

6° La couleur de luminescence pour les dissolutions solides dépend au plus haut degré du dissolvant. Le spectre d'absorption et la couleur de fluorescence changent simultanément avec la nature du dissolvant.

7° Une calcination préliminaire agit de deux façons sur les substances luminescentes : *a*) par la calcination certaines substances (par exemple le sulfate de strontiane) deviennent plus denses ; ou *b*) elles éprouvent des modifications chimiques. Dans les deux cas, la couleur de la lumière émise peut être essentiellement modifiée par l'échauffement.

8° Plus un corps a été chauffé pendant sa préparation, plus sa durée de phosphorescence est longue. Cette règle ne comporte pas d'exceptions.

9° L'intensité de la luminescence des dissolutions solides ne dépend, qu'à un faible degré, de la concentration.

10° En ce qui concerne l'influence de la température du corps luminescent sur la lumière émise, on trouve que :

*a*. La luminescence produite par des rayons cathodiques intenses subsiste de — 80 à + 300°.

*b*. Elle est plus intense aux basses températures.

*c*. La phosphorescence (*Nachleuchten*) n'existe plus aux températures élevées; elle dure plus longtemps à — 80° qu'à 0°;

*d*. Souvent la couleur émise se modifie de telle sorte qu'aux températures élevées des rayons plus réfrangibles viennent s'ajouter aux rayons émis à température plus basse; par exemple, avec $MgSO^4 + 1$ °/₀ $MnSO^4$; $ZnSO^4 + 1$ °/₀ $MnSO^4$.

L'influence de la température sur les longueurs d'ondes émises serait donc analogue soit que l'émission ait lieu par chimiluminescence ou par incandescence;

11° La disposition moléculaire produite sous l'influence des rayons cathodiques, et qui par l'action de la chaleur donne lieu à la thermoluminescence, est en partie stable.

12° Les rayons infra-rouges annulent l'effet des rayons cathodiques, etc., non par l'échauffement qu'ils produisent, mais par une action moléculaire propre. Les rayons excitateurs et extincteurs produisent, en effet, séparément, des actions photochimiques qui, dans bien des cas, sont inverses et se compensent.

13° Des rayons cathodiques, produits dans divers gaz, se comportent d'une manière identique;

14° L'addition d'une substance étrangère peut exalter ou supprimer la luminescence:

*a*. Ainsi la luminescence de corps purs est produite ou exaltée par l'addition de $MnSO^4$;

*b*. Tandis que certains autres corps sont d'autant plus luminescents qu'ils sont plus purs, l'action extinctrice de $CuSO^4$, $NiSO^4$, $FeSO^4$ est particulièrement intense;

*c*. La luminescence d'une dissolution solide de sulfate de manganèse dans le sulfate de chaux s'exalte par l'addition de sulfate de zinc;

*d*. L'addition de $NiSO^4$ et de diverses autres substances diminue ou annihile la luminescence des dissolutions solides.

15° Souvent l'addition d'une substance étrangère est sans effet sur la couleur de la lumière émise, mais elle détruit la phosphorescence ou en réduit fortement la durée.

16° Le spectre de la lumière émise par luminescence est toujours continu; il est formé de bandes dont la position dans le spectre change avec la nature de la substance.

17° L'état produit par les rayons cathodiques peut durer des mois ou seulement quelques heures. En général, il disparaît peu à peu.

18° *a*. Beaucoup de corps, dont la cathodoluminescence est intense, luisent aussi sous l'action des rayons solaires, mais moins vivement. Les substances dont la cathodoluminescence est faible ou nulle, ne luisent pas au soleil ;

*b*. La couleur de phosphorescence d'un corps est presque toujours identique à celle de la cathodoluminescence. Une exception est offerte par $ZuSO^4 + xMnSO^4 + yNa^2SO^4$ ;

*c*. La phosphorescence comme la cathodoluminescence est annihilée par l'addition de petites quantités de matière étrangère ;

*d*. Les dissolutions solides étudiées, en particulier celles de $MnSO^4$, ne luisent guère qu'une seconde après leur exposition au soleil :

*e*. On n'a pas observé de thermoluminescence succédant à l'excitation par le soleil.

19° La loi des Stokes est applicable aux dissolutions solides.

20° En ce qui concerne l'excitation par des rayons émis par l'étincelle ou par la décharge dans les gaz raréfiés, on observe que :

*a*. Si l'on diminue la distance du corps à l'étincelle, ou que l'on augmente la distance explosive, ou qu'on intercale des condensateurs, la thermoluminescence croît avec l'intensité de l'excitation ;

*b*. Quand on augmente la durée de l'exposition aux rayons, la thermoluminescence augmente d'intensité et se rapproche d'un maximum ;

*c*. Tandis que dans le cas de la photoluminescence on observe une vive phosphorescence et pas du tout de thermoluminescence, dans le cas de l'excitation par les rayons de la décharge il n'y a pas de phosphorescence, mais une vive thermoluminescence.

MM. E. Wiedemann et Schmidt cherchent à interpréter toutes les particularités résumées ci-dessus par des hypothèses nécessairement un peu vagues, sur les groupements ou dispositions moléculaires. Pour le développement de ces hypothèses, d'ailleurs intéressantes, nous ne pouvons que renvoyer le lecteur au mémoire original.

E. Bouty.

## PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON;

Tome LV (*fin*).

**G.-F. EMERY. — Propriétés thermo-électriques des solutions salines; p. 356.**

Les mesures des forces thermo-électriques de solutions salines, en prenant les métaux correspondant, comme électrodes, ont conduit M. Bouty (1) à énoncer la conclusion suivante : Pour un même métal et une différence donnée de température des surfaces de jonction, la force électromotrice est indépendante de la nature du sel et de sa dilution, si cette dilution est très grande. M. Emery s'est proposé de rechercher quelle était l'influence de la concentration et de la nature du sel dissous, lorsque le concentration augmentait.

Il a employé un élément en forme d'U dont l'une des branches était entourée d'un bain d'eau dont la température pouvait être réglée à volonté par un appareil à circulation, et dont l'autre branche restait à la température du laboratoire. Les électrodes étaient formées, dans la plupart des expériences, de fils isolés.

Les forces électromotrices furent mesurées par compensation avec un étalon Latimer Clark. Comme les forces thermo-électriques étaient proportionnelles à la différence des températures, il suffisait, pour discuter les résultats, de connaître l'augmentation $\delta$ de la force thermo-électrique pour 1° C.

Les éléments étudiés étaient formés, soit de zinc amalgamé plongeant dans du chlorure, de l'acétate ou du sulfate de zinc, soit de cuivre plongeant dans du sulfate, de l'azotate ou de l'acétate de cuivre.

Avec le chlorure de zinc, l'acétate de zinc, le sulfate et l'azotate de cuivre, il y avait diminution de la force thermo-électrique lorsque la concentration augmentait; avec le sulfate de zinc et l'acétate de cuivre, au contraire, il y avait augmentation.

L'auteur croit que la plus grande partie de la force thermo-électrique provient de l'eau; la présence d'un sel augmenterait ou diminuerait, suivant sa nature, la valeur de $\delta$. Il déduit de ses expériences sur les mélanges de dissolutions aqueuses que la valeur de $\delta$, pour l'eau, est $8,6.\ 10^4$ volt.

---

(1) *Journal de physique*, 1re série, t. IX, p. 229; 188).

Pour montrer l'influence de la nature du dissolvant, M. Emery a étendu ses recherches aux solutions salines dans les alcools méthylique et éthylique. Il a évalué, en outre, la force thermo-électrique pour des solutions à 1 0/0 dans les alcools méthylique et éthylique mélangés dans différentes proportions. La courbe qui représente les résultats possède un point d'inflexion. En répétant la même expérience avec l'alcool éthylique et l'eau, il a obtenu une courbe avec un minimum très net.

Quelques expériences effectuées sur les forces thermo-électriques entre des solutions aqueuses ont donné d'assez bons résultats ; les mêmes expériences effectuées avec des solutions aqueuses et alcooliques n'ont donné que des résultats insuffisants par suite de la trop grande diffusion. Des mesures calorimétriques ont montré, d'ailleurs, que le phénomène thermo-électrique est réversible.

L'auteur ne cite pas le travail de M. Ebeling [1] qui a étudié l'influence de la concentration sur la force thermo-électrique de différentes solutions de sels de cuivre et de zinc.

E. JOLY. — Sur la chaleur spécifique des gaz à volume constant ; — 2e partie : Acide carbonique, p. 390 ; — 3e partie : Chaleur spécifique de l'acide carbonique en fonction de la température, p. 394.

Les nombres trouvés par M. Joly pour la chaleur spécifique à volume constant sont réunis dans le tableau suivant (température : 12 — 100° $C_v$.) :

| Chaleur spécifique | Densité | Chaleur spécifique | Densité |
|---|---|---|---|
| 0,1714 | 0,0377 | 0,1942 | 0,1177 |
| 0,1759 | 0,0498 | 0,1947 | 0,1778 |
| 0,1478 | 0,0554 | 0,1963 | 0,1238 |
| 0,1794 | 0,060 | 0,1994 | 0,1322 |
| 0,1799 | 0,0635 | 0,1992 | 0,1333 |
| 0,1839 | 0,0771 | 0,2025 | 0,1443 |
| 0,1869 | 0,0891 | 0,2030 | 0,1444 |
| 0,1895 | 0,1010 | | |

On en déduit la formule empirique :

$$C_v = 0,1650 + 0,2125\rho + 0,3400\rho^2$$

($C_v$ représente la chaleur spécifique à volume constant, et $\beta$ la densité du gaz).

[1] *Wied. Ann.*, t. 30, p. 530.

Pour la variation de la chaleur spécifique avec la température initiale $t$ et 100°, M. Joly obtint les nombres suivants :

| | | |
|---|---|---|
| 0,1973 | 0,3046 | 12,79 |
| | 0,2130 | 34,02 |
| | 0,2035 | 77,84 |
| 0,1800 | 0,2731 | 13,12 |
| | 0,2061 | 35,17 |
| | 0,2044 | 56,13 |
| | 0,2022 | 77,87 |
| 0,1240 | 0,2154 | 6,39 |
| | 0,1938 | 35,05 |
| | 0,1912 | 56,49 |
| | 0,1916 | 78,18 |
| 0,0800 | 0,1844 | 8,03 |
| | 0,1837 | 35,70 |
| | 0,1817 | 56,79 |
| | 0,1863 (?) | 78,14 |
| 0,0456 | 0,1774 | 11,35 |
| | 0,1754 (?) | 35,06 |
| | 0,1773 | 56,68 |
| | 0,1863 (?) | 78,14 |

De ces nombres l'auteur déduit la formule :

$$C_v = a\,(100 - t) + b\,(100 - t)^2 + c\,(100 - t)^3\,;$$

$t$ étant la température initiale, $a$, $b$, $c$, des constantes ayant pour valeur :

$$a = 0{,}19020000$$
$$b = 0{,}00006750$$
$$c = 0{,}00080182.$$

R. Paillot.

---

Tome LVI.

R. THRELFALL, J.-H.-D. BREARLEY et J.-B. ALLEN. — Recherches sur les propriétés électriques des substances pures. I. Propriétés électriques du soufre pur; p. 32.

Les auteurs indiquent comment ils ont obtenu du soufre pur, discutent les différentes méthodes de mesure des grandes résistances et donnent quelques détails sur la méthode, employée par eux, pour effectuer rapidement des mesures alternées de résistance et de capacité.

Ils décrivent ensuite un galvanomètre de grande résistance et de grande sensibilité. — Au lieu d'observer les déviations permanentes de l'aiguille aimantée, ils observent les impulsions de l'aiguille obtenues en renversant le sens du courant dans le galvanomètre. Dans un de leurs appareils, la plus petite impulsion, encore appréciable, de l'aiguille, correspondait à un courant de $3.10^{-14}$ ampères. Les auteurs donnent également un certain nombre de règles particulièrement importantes pour la construction des galvanomètres.

Les principaux résultats des mesures effectuées sur le soufre sont les suivants:

D'abord les auteurs croient devoir considérer le soufre cristallisé ancien comme une variété différente du soufre fraîchement cristallisé, car, bien qu'il ait le même point de fusion que ce dernier, il n'a pas les mêmes propriétés cristallographiques.

Le soufre cristallisé, nouvellement ou anciennement préparé, a une résistance spécifique qui est au moins égale à $10^{28}$ unités C. G. S. Quand il est exposé à l'air, ce soufre se recouvre d'une couche d'humidité qui diminue sa résistance spécifique apparente, mais cette diminution est beaucoup moins grande que celle qu'on observe avec le verre dans les mêmes conditions. La conductibilité électrique du soufre est plus petite que celle du mica.

Le soufre cristallisé possède une résistance à la rupture par l'étincelle suffisante pour supporter une force électromotrice de plus de 33.000 volts par centimètre. Si on le porte à la température de 75°, la résistance spécifique, pour une différence de potentiel de 285 volts par quart de millimètre, s'abaisse à $6{,}8 \times 10^{25}$ C. G. S. La capacité inductive spécifique croît lentement lorsque la température s'élève. La conductibilité croît aussi lentement lorsque la température s'élève jusqu'au point de fusion. A ce moment, la conductibilité éprouve un accroissement brusque et considérable.

Les auteurs ont également étudié les mélanges de soufre soluble et de soufre insoluble. Leur Mémoire renferme quelques résultats sur la conductibilité du soufre qui contient 5 à 20 0/0 de soufre insoluble.

Parmi les autres résultats nous citerons encore les deux suivants:

Le soufre soluble et le soufre insoluble présentent une différence de potentiel au contact qui est de 1 à 2 volts, le soufre insoluble étant positif par rapport à l'autre variété. Cette différence de potentiel était mesurée par la méthode électrométrique avec une double

aiguille de soufre placée au-dessus de demi-cercles métalliques ou mieux avec l'aiguille ordinaire de l'électromètre et des quadrants en soufre.

L'influence de la lumière sur la conductibilité du soufre est nulle, contrairement à ce qui avait été annoncé par M. Monckman [1].

TH. GRAY. — Sur la mesure des propriétés magnétiques du fer; p. 49.

Les résultats communiqués par l'auteur forment la suite des recherches qu'il a publiées antérieurement dans les *Philosophical Transactions* [2]. Ils ont été obtenus en grande partie par la même méthode, c'est-à-dire au moyen des courbes donnant la relation entre le courant qui circule dans le circuit et le temps compté à partir de l'instant de l'application ou du renversement de la force électromotrice qui agit sur le circuit. Toutefois, l'erreur personnelle a été éliminée par l'emploi d'un enregistreur automatique qui n'est autre qu'une modification du « siphon-recorder » de Thomson. L'auteur décrit une méthode de mesures, fondée sur l'emploi d'un wattmètre, pour la détermination de l'énergie dissipée par les transformateurs avec des forces électromotrices de diverses fréquences. Les résultats ont été contrôlés par comparaison avec ceux que donnait la méthode du contact instantané de M. Joubert.

Le Mémoire contient les résultats de quelques expériences sur le grand électro-aimant employé dans les recherches antérieures, mais le plus grand nombre des résultats sont relatifs à des transformateurs à circuits fermés construits par Westinghouse et The General Electric C°.

Les expériences ont porté principalement sur les points suivants :

1° Comparaison de l'énergie totale nécessaire pour produire différentes inductions magnétiques et de la dissipation d'énergie correspondante. L'auteur a étudié incidemment l'effet de l'introduction d'un intervalle d'air dans le circuit magnétique. Il a trouvé qu'avec un intervalle d'épaisseur assez faible l'énergie dissipée dans les bobines, pour une induction donnée, était réduite au tiers;

2° Loi de variation de l'hystérésis avec l'induction. — L'énergie dissipée peut être approximativement représentée par une équation de la forme

$$E = AB^x$$

---

(1) *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. 46 ; 1890.
(2) *Philos. trans.*, t. CLXXXIV, A, p. 531.

dans laquelle A et $\alpha$ ont des valeurs différentes pour les différentes variétés de fer. En outre, $\alpha$ n'est pas absolument constant pour un même échantillon de fer, mais croît avec B;

3° Effet de l'accroissement de fréquence des variations cycliques du magnétisme sur la dissipation de l'énergie. — L'auteur a employé un transformateur à noyau formé de minces feuilles de fer, de $0^m,016$ millimètres d'épaisseur et séparées les unes des autres par des feuilles de papier. La capacité du transformateur à pleine charge était d'environ 6000 watts. Les fréquences ont varié de 3 à 8000 par minute. Les résultats montrent que, dans cet intervalle, il n'y a aucune variation dans la dissipation d'énergie par cycle lorsque les inductions sont égales.

J.-W. SWAN. — Sur quelques éléments voltaïques à électrolytes fondus et à dépolarisants gazeux; p. 56.

Un cylindre de métal M est plongé dans le chlorure fondu MCl du même métal en même temps qu'un conducteur C chimiquement inactif. Si l'on réunit M et C par un fil conducteur, on obtient un courant qui ne dure qu'un instant en raison de la polarisation. Pour obtenir un courant continu, il faut fournir du chlore au pôle C.

Dans les expériences sur la diminution de la polarisation, la cathode se composait de plomb fondu. L'anode était, dans la plupart des cas, constituée par du charbon. L'électrolyte était, soit un mélange de chlorures de potassium et de sodium, soit du chlorure de plomb. Comme il y a formation continue de $PbCl^2$ pendant l'action de la pile et comme ce sel est bon conducteur, le chlorure de plomb fut finalement employé comme électrolyte à l'exclusion des autres chlorures.

L'auteur rapporte un certain nombre d'expériences effectuées dans le but de produire du chlore sur l'anode. Il a proposé, à cet effet, un certain nombre de dispositifs expérimentaux parmi lesquels nous citerons le suivant: L'électrode de charbon est formée d'un cylindre de charbon pour lampes à arc (de 5 millimètres de diamètre à 15 centimètres de longueur) passant à travers un bouchon de liège qui ferme l'ouverture supérieure d'un tube de porcelaine placé verticalement. Un tube de verre recourbé traverse également le bouchon et sert à amener le courant de chlore. Le tube de porcelaine plonge dans le chlorure de plomb fondu contenu dans un vase

au fond duquel se trouve une couche de plomb fondu. Un fil de fer, protégé par un petit tube en porcelaine, communique avec le plomb fondu et sert d'électrode négative.

Le cylindre de charbon est un peu plus court que le tube de porcelaine, de telle sorte qu'en soulevant légèrement ce dernier, le charbon se trouve entouré complètement par le chlore, et qu'en l'abaissant le cylindre plonge dans le chlorure de plomb avec son enveloppe de chlore.

La plus grande force électromotrice observée fut égale à 1,25 volt ; le courant le plus intense fut de 0,9 ampère pour une différence de potentiel de 0,25 volt.

J.-W. SWAN et J. RHODIN. — Mesure de la résistance spécifique absolue du cuivre électrolytique pur ; p. 64.

Les auteurs mesuraient les résistances en comparant la chute de potentiel aux extrémités de la résistance inconnue et aux extrémités d'un ohm normal parcourus par un courant constant. Ils se servaient, à cet effet, d'un galvanomètre Deprez-d'Arsonval dans le circuit duquel ils avaient intercalé une grande résistance. La température était déterminée en plongeant le fil de cuivre dans un bain d'huile entouré lui-même d'un double bain d'eau. Quant aux dimensions du fil de cuivre, elles étaient obtenues par des mesures directes de la longueur, par une pesée et par la détermination du poids spécifique.

Le poids spécifique du cuivre pur fut trouvé égal à 8,959. Ce poids spécifique est le même pour le cuivre dur et pour le cuivre recuit.

Les résultats sont les suivants :

| | Résistance spécifique en unités C. G. S. | Coefficient de température |
|---|---|---|
| Cuivre dur................ | 1603 | 0,00408 |
| Cuivre recuit.............. | 1563 | 0,00416 |

Les auteurs ne donnent pas, dans leur Mémoire, le nombre qu'ils ont adopté pour représenter la valeur de l'ohm-étalon en unités absolues.

LORD KELVIN et M. MACLEAN. — Électrisation de l'air ; p. 84.

Une grande cloche cylindrique, en tôle, dont l'ouverture est tournée vers le bas, est plongée dans une auge renfermant de l'eau de

manière à emprisonner une certaine masse d'air. Cette cloche porte deux ouvertures à sa partie supérieure : l'une d'elles livre passage à un tube vertical communiquant avec un réservoir à eau et muni d'un robinet réglé de manière que l'eau s'écoule goutte à goutte ; l'autre laisse passer un fil relié à une machine électrique, terminé par une pointe très fine et servant à électriser l'air. Le tube à écoulement et le fil sont soigneusement isolés de la cloche par de la paraffine. Un électromètre à quadrants indique la différence de potentiel entre le vase à écoulement d'eau et la cloche.

Tant que l'air confiné dans le réservoir ne contient pas de poussières, il peut conserver aussi bien une électrisation positive qu'une électrisation négative, mais il conserve l'électrisation négative moins longtemps que l'électrisation positive.

Lorsque la machine électrique a fonctionné pendant une demi-heure, l'air emprisonné conserve son électrisation pendant plusieurs heures.

Les auteurs ont représenté par des courbes la diminution de potentiel en fonction du temps lorsqu'ils faisaient varier les conditions de l'expérience.

S. BIDWELL. — **Influence de l'aimantation sur les dimensions d'anneaux de fer dans des directions perpendiculaires à l'aimantation et sur les volumes des anneaux ; p. 94.**

L'auteur a, dans une communication antérieure [1], étudié l'allongement ou le raccourcissement, dans le sens des lignes de force, d'anneaux de fer dur ou recuit et aimantés suivant leur contour ; dans le mémoire actuel, il étudie les mêmes effets dans un sens perpendiculaire aux lignes de force.

Les variations de longueur ont été évaluées à un dix-millionième près.

Il résulte des mesures qu'il n'y a aucune différence sensible entre les anneaux de fer dur ou recuit. Sous l'action de forces magnétisantes croissantes, les deux systèmes d'anneaux se rétrécissent d'abord, puis reprennent leur épaisseur initiale et enfin deviennent plus épais qu'avant l'aimantation.

Rappelons que, d'après les résultats communiqués antérieurement, le diamètre d'un anneau recuit diminue d'une façon continue quand on l'aimante de plus en plus, tandis que le diamètre d'un anneau

[1] *Proceed. of the Roy. Soc.*, t. LV, p. 228.

trempé commence par augmenter pour diminuer ensuite quand la force magnétisante augmente.

En combinant les résultats des anciennes et des nouvelles expériences, on peut en déduire les variations de volume produites par l'aimantation. Si l'on appelle $k$ l'allongement (positif ou négatif) par unité de longueur dans le sens des lignes de force, et $l$ l'allongement suivant la direction perpendiculaire, on a pour le coefficient d'augmentation du volume :

$$k + 2l,$$

en négligeant les termes du second degré. On voit ainsi que le volume de l'anneau recuit diminue brusquement, passe par un minimum pour une force magnétisante de 50 unités environ et croît ensuite lentement. L'anneau en fer dur commence aussi par diminuer brusquement de volume, mais il ne reprend son volume primitif que pour une force magnétisante de 90 unités.

R. PAILLOT.

---

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

### Annales de chimie et de physique.

7e série, t. VIII ; juillet 1896.

A. COTTON. — *Recherches sur l'absorption et la dispersion de la lumière par les milieux doués du pouvoir rotatoire*, p. 347.

### Philosophical Magazine.

5e série, t. XLII ; juillet 1896..

A.-W. WITKOWSKI. — *Propriétés thermodynamiques de l'air*, p. 1.

S.-W. HOLMANN, R.-R. LAWRENCE et L. BARR. — *Point de fusion de l'aluminium, de l'argent, de l'or, du cuivre et du platine*, p. 37.

J.-A. FLEMING. — *Nouvel examen de l'effet d'Edison dans les lampes à incandescence*, p. 52.

MEYER-WILDERMANN. — *Sur le degré de dissociation des électrolytes à 0°*, p. 102.

S.-P. THOMPSON. — *Sur l'hyperphosphorescence*, p. 103.

J. VIRIAMU JONES. — *Sur le champ magnétique dû à un courant elliptique en un point de son plan intérieur à l'ellipse*, p. 107.

W. SUTHERLAND. — *Hautes tensions dans les liquides en mouvement*, p. 111.

### Wiedemann's Annalen.

T. LVIII, n° 5 ; 1896.

P. DRUDE. — *Dispersion anormale électrique des liquides*, p. 1.

A. HAGENBACH. — *Eléments thermoélectriques formés d'amalgames et d'électrolytes*, p. 21.

M. Wien. — *Sur la polarisation avec les courants alternatifs*, p. 37.

L. Arons. — *Sur l'arc électrique entre des électrodes de mercure, des amalgames et des alliages*, p. 73.

C. Fromme. — *Sur la variation de la conductibilité électrique produite par des influences électriques*, p. 96.

G.-C. Schmidt. — *Contributions à l'étude de la fluorescence*, p. 103.

P. Glan. — *Recherches théoriques sur la lumière*, p. 131.

W. Ostwald. — *Energétique*, p. 154.

K. Scheel. — *Tables pour la réduction au thermomètre à hydrogène des lectures des thermomètres en verre dur et en verre d'Iéna 16''' et 59'''*, p. 168.

Th. Arendt. — *Variations de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère, d'après les recherches spectroscopiques*, p. 171.

R.-W. Wood. — *Sur une nouvelle forme de machine pneumatique à mercure et la production d'un bon vide pour les expériences de Röntgen*, p. 205.

N° 6.

A.-P. Sokolow. — *Recherches expérimentales sur l'électrolyse de l'eau* (1er mémoire), p. 209.

I. Klemencic. — *Sur la consommation d'énergie dans l'aimantation par la décharge oscillatoire d'un condensateur*, p. 249.

F. Koláček. — *Sur les oscillations électriques dans une sphère conductrice et polarisable. Contribution à la théorie des spectres de la constitution la plus simple*, p. 271.

H. Veillon. — *Sur l'aimantation de l'acier par la décharge oscillante de la bouteille de Leyde*, p. 311.

A. Ebeling et E. Schmidt. — *Sur le défaut d'homogénéité magnétique et le recuit du fer et de l'acier*, p. 330.

A. Ebeling. — *Epreuve de l'homogénéité magnétique de barreaux de fer et d'acier au moyen de la conductibilité électrique*, p. 342.

O. Zoth. — *Contribution à la connaissance du rayonnement de Röntgen et de la transparence que lui offrent les corps*, p. 344.

F. Auerbach. — *L'échelle de dureté en mesure absolue*, p. 357.

F. Auerbach. — *Mesure de quelques modules d'élasticité élevés; remarques sur la détermination des modules avec un minimum de matière*, p. 381.

L. Hermann. — *Sur la question de l'influence de la phase sur le timbre*, p. 391.

P Glan. — *Photographie en couleurs semblables aux couleurs naturelles*, p. 402.

A. Blumcke. — *Remarque sur le mémoire de M. Oberbeck*: Sur les oscillations électriques dans les expériences de Tesla, p. 405.

P. Lebedew. — *Note sur l'excitation des bobines d'induction et des diapasons au moyen de courants continus fournis par une station centrale*, p. 408.

E. Ketteler. — *Note relative à la nature des rayons X de Röntgen*, p. 410.

K. Wesendonck. — *Remarques sur le travail de M. Christiansen : « Sur l'origine de l'électricité de contact »*, p. 411.

F. Neeson. — *Disposition d'une machine pneumatique à mercure sans robinets*, p. 415.

---

# TABLE DES MATIÈRES.

## AOUT 1896.




Tours. — Imprimerie DESLIS FRÈRES.

*Le Gérant* : J. DESLIS.

# JOURNAL

# DE PHYSIQUE

## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.



---

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — SEPTEMBRE 1896.**

---

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 15 francs au nom de M. Ch. Brisse, *Administrateur du Journal*, rue Vauquelin, nº 18, à Paris. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni aucuns frais supplémentaires.

Toutes les réclamations doivent être adressées à **M. Brisse**, rue Vauquelin, 18, à Paris.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-quatre premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, 1895, se vendent séparément .................................................. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

*Prix pour un an* (12 numéros) :

Paris et pays faisant partie de l'Union postale .............. 15 fr.
Autres pays .................................................. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

---



(*Voir la suite page 3.*)

## SUR L'ÉTUDE CALORIMÉTRIQUE COMPLÈTE DES LIQUIDES SATURÉS;

Par M. E. MATHIAS (1)

§ 1. — Introduction. — Un liquide, en présence de sa vapeur saturée, est complètement connu au point de vue calorimétrique, quand on a déterminé la loi entière de variation des quantités suivantes :

*Chaleur de vaporisation interne et externe ;*

*Chaleur spécifique du liquide saturé;*

*Chaleur spécifique de la vapeur saturée.*

Ce travail a pour but d'indiquer une méthode directe et sûre pour arriver à la connaissance des trois éléments précédents, c'est-à-dire pour faire l'*étude calorimétrique complète d'un liquide saturé.* La méthode s'applique tout naturellement aux gaz liquéfiés qui constituent le *cas général* des liquides saturés.

Historique. — En ce qui concerne la chaleur de la vaporisation des gaz liquéfiés, je renvoie à mes mémoires antérieurs (2).

La chaleur spécifique des gaz liquéfiés a été peu étudiée. Les expériences de Regnault sur ce sujet ont été perdues en 1870; depuis, il n'y a guère eu que quatre mesures de Nadejdine (3) sur l'acide sulfureux entre — 20° et + 10° et quelques mesures récentes de MM. Ludeking et Starr sur l'ammoniaque liquéfiée entre 26° et 46° (4).

La chaleur spécifique de vapeur saturée n'a été, je crois, l'objet d'aucune mesure expérimentale jusqu'à ce jour ; on se contentait de la calculer en fonction de la chaleur spécifique du liquide et de la chaleur de vaporisation par la formule connue

$$m' = m + \frac{d\lambda}{dT} - \frac{\lambda}{T}.$$

Les chaleurs spécifiques, $m$ et $m'$, ont été, de la part de MM. Duhem et Raveau, l'objet d'études théoriques importantes, auxquelles je renvoie le lecteur (5). Je me contenterai de rappeler que je suis arrivé en même temps que M. Duhem, et par une voie différente, à la

(1) Le mémoire *in extenso* est inséré dans les *Annales de la Faculté des Sciences de Toulouse* pour 1896.

(2) E. Mathias, *Journ. de Phys.*, 2e série, t. IX, p. 449; et *Ann. de Ch. et Phys.*, 1890.

(3) A. Nadejdine, *Exner Repertorium*, t. XX, p. 446.

(4) C. Ludeking et J. Starr, *Silliman's Journal*, mars 1893.

(5) Duhem, Travaux et Mémoires de la Faculté des Sciences de Lille, t. I, mémoire 5; et *Journ. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 470; 1892; — et Raveau, *Journ. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 461 ; 1892.

conclusion que la chaleur spécifique $m'$ de la vapeur saturée tend vers $-\infty$ lorsque la température tend vers sa valeur critique; d'où j'ai déduit l'existence d'un *maximum* de la quantité $m'$ et d'un *second point d'inversion* situé, par rapport au *premier*, plus près de la température critique.

§ 2. — Exposition de la méthode. — J'ai peu de choses à ajouter au résumé [1] publié dans ce recueil. Je rappellerai seulement le principe de cette méthode.

Un poids connu P d'un mélange de liquide et de vapeur saturée est contenu, à la température ordinaire, dans un récipient métallique A, résistant, de volume intérieur connu à toutes les températures. Selon que ce poids est supérieur ou inférieur à celui qui remplirait le vase à la température critique sous la densité critique, l'appareil est disposé pour donner la chaleur spécifique du liquide saturé ou de la vapeur saturée. A cet effet, au moyen d'une étuve à température constante, on porte le récipient au voisinage [2] immédiat de la température à laquelle il est plein, soit de liquide, soit de vapeur saturée; on l'y maintient plusieurs heures, puis on le plonge dans un calorimètre à eau. Si de la quantité de chaleur $q$ dégagée ainsi on retranche la chaleur provenant de l'enveloppe métallique, et, dans le cas où l'on a surchauffé la vapeur, celle provenant de cette surchauffe, il reste une quantité Q qui représente la chaleur à fournir au mélange de liquide et de vapeur saturée pour le porter *à volume constant* [3] depuis $\theta^\circ$ (température finale du calorimètre) jusqu'à la température $t^\circ$ (température sensiblement constante de l'étuve).

Partant du même *état initial*, on peut arriver au même *état final* en imaginant d'autres transformations du mélange. Soient Q et T, Q′ et T′, Q″ et T″,... la chaleur fournie et le travail extérieur produit dans la transformation à volume constant et dans les *autres ;* le prin-

---

(1) Voir *Journ. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 497-499, octobre 1895; analyse de deux notes publiées dans les *C. R.*, t. CXIX, p. 404 et 849; 1894.

(2) Au dessous, de façon à laisser un peu de vapeur saturée, s'il s'agit du liquide; tantôt au dessus, pour surchauffer la vapeur, et tantôt au dessous pour laisser un peu de liquide, s'il s'agit de la chaleur spécifique de la vapeur saturée. La raison d'être de ces deux manières de faire opposées, dans le cas de la vapeur, est exposée dans les considérations générales qui terminent ce travail.

(3) La variation de volume provenant de la dilatation de l'enveloppe A est négligeable, en général, relativement aux travaux extérieurs qui lui correspondent.

cipe de l'Équivalence donne, en remarquant que T = o très sensiblement :

$$(1) \qquad Q = Q - \frac{T'}{E} = Q' - \frac{T''}{E} = \ldots$$

E étant l'équivalent mécanique de la calorie.

En procédant ainsi, on trouve [1] des relations entre : $x_\theta^t$, quantité de chaleur à fournir à 1 gramme de liquide pour le porter de $\theta°$ à $t°$ en le laissant saturé, $y_\theta^t$, quantité analogue pour la vapeur saturée, et $\rho_\theta$ ou $\rho_t$, chaleur de vaporisation interne à $\theta°$ ou à $t°$.

Les relations contiennent également deux sortes de travaux extérieurs :

$$\int_\theta^t p\,du \qquad \text{et} \qquad \int_\theta^t p\,du',$$

intégrales que l'on peut calculer sous forme de tables, si l'*étude calorimétrique* du corps considéré a été précédée d'une *étude préparatoire* faisant connaître la loi entière de variation avec la température des quantités $p$ (pression maximum), $u$ et $u'$, volumes spécifiques du liquide et de la vapeur saturés.

Dans la pratique, on commencera par remplir le récipient métallique A de la plus grande quantité de liquide possible, de façon à faire une expérience sur la chaleur spécifique du liquide saturé à température peu élevée $t$.

Pour opérer à une température $t'$ plus élevée que $t$, on calculera *le poids* P' *de liquide* qui remplirait A à $t' + \varepsilon$ ($\varepsilon$ = quelques dixièmes de degré). Comme $P' < P$, *on enlèvera du gaz*, et ainsi de suite, jusqu'à la température critique $t_c$. Le calcul rigoureux des quantités $x_\theta^t$ que l'on obtient ainsi ($\theta$ variant très peu, $t$ allant jusqu'au voisinage immédiat de $t_c$) exige que l'on connaisse $\rho_\theta$ [2], les intégrales des travaux extérieurs et, enfin, comme correction, $y_\theta^t$.

Pour obtenir cette dernière quantité, on continue à enlever du gaz au récipient A qui, à partir d'un certain moment, ne pourra plus être exactement rempli par le liquide seul, *tandis qu'il pourra l'être par de la vapeur saturée* à une température qu'on pourra calculer, con-

---

(1) Prière de se reporter à l'analyse de M. Dongier, *Journ. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 498 ; 1895.

(2) On déduit $\rho_\theta$ de la chaleur de vaporisation du corps à la température ambiante, que donne précisément la méthode développée dans ma thèse.

naissant le poids total de fluide qui remplit le vase. Si, au moyen de l'étuve, on porte et maintient A au voisinage de cette température et qu'on le plonge ensuite dans un calorimètre à eau, la quantité de chaleur dégagée permettra soit de calculer $y_\theta^t$, connaissant $\rho_\theta$, soit de calculer $\rho_t$, connaissant $x_\theta^t$, $y_0^t$ et $\rho_\theta$. — En continuant à enlever du gaz au vase A, on opérera de même, mais à des températures de plus en plus basses et s'éloignant de plus en plus de la température critique, jusqu'à ce que A soit vide.

On calcule ensuite les quantités $x_\theta^t$, $y_0^t$ à partir d'une origine fixe $\theta_0$. On a ainsi :

$$x_{\theta_0}^t = f(t), \qquad y_{\theta_0}^t = \varphi(t),$$

d'où l'on tire les valeurs de $m$ et $m'$ au moyen des formules:

$$m = \frac{dx}{dt}, \qquad m' = \frac{dy}{dt}.$$

En résumé, *une seule série d'expériences calorimétriques faite avec un récipient* A, *chargé théoriquement une fois pour toutes, permet de résoudre le problème de l'étude calorimétrique des liquides saturés de la façon la plus complète, et cela au moyen d'une méthode générale, directe, et ne pouvant donner lieu à des interprétations douteuses.*

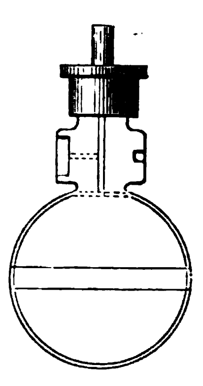


Fig. 1.

§ 3. — Détails expérimentaux. — 1° *Récipient* A. — Le récipient est constitué par une sphère de cuivre d'une seule pièce (*fig.* 1), d'un diamètre intérieur de 30 millimètres et d'un diamètre extérieur d'environ 32$^{mm}$,5. Normalement à la sphère est un tube cylindrique d'envi-

ron 15 millimètres de longueur et de $4^{mm},5$ de diamètre extérieur, percé suivant son axe d'un tube capillaire communiquant avec la sphère. Cette pièce est destinée au remplissage et à l'obturation de l'appareil, laquelle est obtenue par un pointeau d'acier de petit diamètre et à pas très serré. Cette vis est manœuvrée au moyen d'une véritable clef de montre, de façon à serrer le pointeau avec une grande douceur. On évite ainsi la déformation trop rapide de l'extrémité conique de la vis, qui doit fonctionner un grand nombre de fois sans pouvoir être retravaillée.

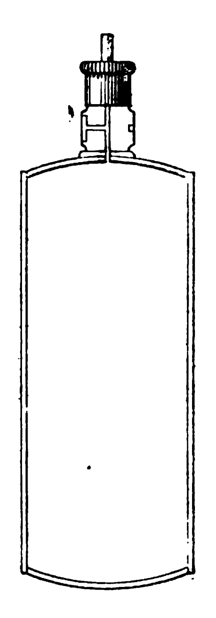


FIG. 2.

Un raccord ordinaire, de très petites dimensions, s'engage dans l'ouverture latérale du tube cylindrique et amène le gaz liquéfié par l'intermédiaire d'un tube capillaire de cuivre. La fixation du raccord sur la sphère s'obtient à l'aide d'une *fermeture d'autoclave* et d'une vis à fond plat, dont la tête carrée se manœuvre au moyen de la même clef que le pointeau de la sphère.

Dans les expériences relatives à la chaleur spécifique de la vapeur saturée à basse température, le poids de vapeur chargeant la sphère devenant très faible (1 gramme ou moins), la méthode perd beaucoup de sa sensibilité, parce que le terme relatif à la chaleur

spécifique du vase devient prépondérant, et que toute erreur sur cette quantité, aussi bien, d'ailleurs, que les erreurs inévitables de l'expérience calorimétrique à faire dans ce cas, affecte énormément la quantité $y'_0$. On redonne de la sensibilité à la méthode en employant un vase A (*fig.* 2) cylindrique et d'un volume trois ou quatre fois supérieur à la sphère. Les figures 1 et 2 représentent les deux formes de vase dont je me sers dans mes expériences.

2° *Étuve.* — Après de nombreux tâtonnements, je suis revenu à la disposition de Regnault dans laquelle le tube où l'on chauffe le corps est vertical, au centre du bain liquide, le calorimètre pouvant, au moyen d'un chemin de fer, venir à un moment donné se placer sous l'étuve pour recevoir le corps et s'éloigner ensuite.

La figure 3 montre l'appareil que j'emploie. J'ai rendu l'étuve proprement dite indépendante de la table qui lui sert de pied, et j'ai remplacé le bain de vapeur soit par un bain d'eau, soit par un bain de glycérine anhydre. L'appareil contient 11 litres de liquide. Il

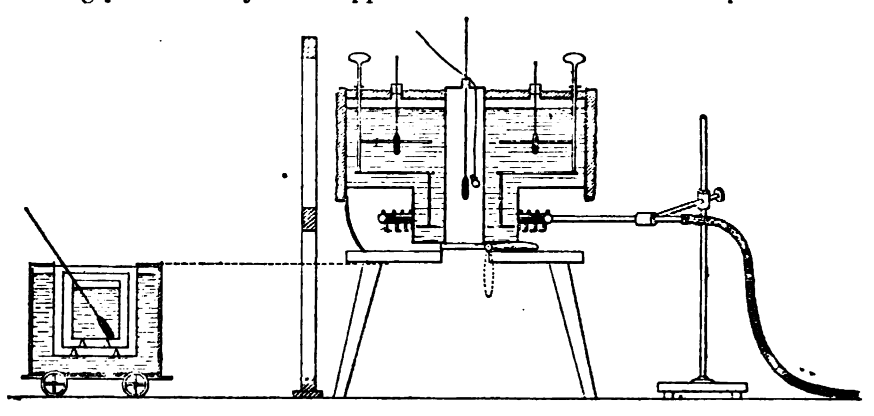


Fig. 3.

est protégé partout, excepté en dessous où il est chauffé, par un feutre de 2 centimètres d'épaisseur. La chaleur est produite par une rampe de gaz annulaire portant trois sortes de becs chauffant : 1° le fond supérieur de l'étuve ; 2° les parois verticales du petit bain ; 3° le fond inférieur de l'étuve. La constance de la température est indiquée par deux thermomètres et assurée par un régulateur à gaz [1].

[1] La température n'est pas rigoureusement uniforme en tous les points de l'étuve ; mais le réservoir à gaz y occupe une situation invariable. On prend pour la température du gaz la température moyenne correspondant à ce petit espace.

3° *Mesures calorimétriques.* — Il faut tenir compte en particulier du rayonnement de l'étuve pendant le temps très appréciable où le calorimètre est au-dessous d'elle. Ce temps étant connu, je faisais la correction en ramenant, à la fin de l'opération calorimétrique, le calorimètre sous l'étuve, pendant deux minutes ; je notais l'échauffement produit et, par une simple proportion, j'en déduisais la correction cherchée.

Enfin, le zéro déprimé du thermomètre central de l'étuve était pris à la fin de chaque expérience calorimétrique.

§ 4. — Résultats. — Mes expériences portent exclusivement sur l'acide sulfureux liquide provenant de l'usine Pictet, de Paris, qui le livre à l'état de pureté à peu près parfaite. Cette pureté était, d'ailleurs, constatée par l'absorption à peu près intégrale de l'acide par la soude caustique en présence d'une très petite quantité d'eau. Le résidu observé était toujours inférieur au $\frac{1}{1000}$ du gaz sur lequel on opérait et, dans certains cas, au $\frac{1}{2000}$.

*Chaleur spécifique de la vapeur saturée.* — Celle-ci a été déterminée par quatorze expériences faites sur un gaz pur avec le récipient cylindrique. Les résultats sont contenus dans le tableau suivant :

| Poids total du fluide P | Température de l'étuve $t + \varepsilon$ | Température finale du calorimètre $\theta$ | Température de saturation de la vapeur $t$ | $q$ | $Q$ | $y^t_\theta$ | $y^t_{20}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 15gr,745 | 156°,40 | 21°,632 | 153°,60 | 2885cal,60 | 1042cal,56 | — 36cal,35 | — 36cal,91 |
| 10 ,575 | 154 ,30 | 20 ,556 | 143 ,45 | 2613 ,69 | 770 ,76 | — 25 ,86 | — 27 ,05 |
| 7 ,480 | 142 ,95 | 21 ,010 | 132 ,30 | 2249 ,78 | 578 ,27 | — 18 ,38 | — 18 ,73 |
| 5 ,3657 | 116 ,35 | 20 ,574 | 116 ,35* | 1677 ,50 | 383 ,86 | — 15 ,21 | — 15 ,41 |
| 5 ,2357 | 118 ,25 | 20 ,707 | 118 ,25* | 1701 ,81 | 383 ,81 | — 17 ,21 | — 17 ,45 |
| 4 ,8050 | 115 ,10 | 21 ,095 | 115 ,1* | 1612 ,75 | 343 ,31 | — 17 ,90 | — 18 ,28 |
| 4 ,2271 | 111 ,30 | 20 ,921 | 110 ,1 | 1523 ,69 | 303 ,10 | — 16 ,17 | — 16 ,49 |
| 3 ,7065 | 105 ,30 | 21 ,008 | 104 ,6 | 1397 ,92 | 260 ,38 | — 15 ,39 | — 15 ,73 |
| 3 ,2642 | 99 ,65 | 21 ,226 | 99 ,1 | 1277 ,19 | 221 ,01 | — 15 ,48 | — 15 ,90 |
| 2 ,8168 | 93 ,75 | 21 ,401 | 92 ,9 | 1176 ,42 | 203 ,03 | — 8 ,09 | — 8 ,58 |
| 2 ,4520 | 86 ,73 | 21 ,842 | 86 ,7 | 1028 ,17 | 155 ,61 | — 13 ,69 | — 14 ,33 |
| 2 ,0983 | 80 ,00 | 23 ,120 | 80 ,0 | 882 ,02 | 119 ,20 | — 14 ,73 | — 15 ,80 |
| 1 ,7875 | 71 ,85 | 24 ,212 | 75 ,85* | 733 ,49 | 99 ,59 | — 9 ,33 | — 10 ,80 |
| 1 ,4685 | 65 ,08 | 24 ,078 | 63 ,4 | 621 ,30 | 72 ,55 | — 10 ,90 | — 12 ,31 |

Si on laisse de côté la dixième expérience, qui est visiblement fau-

# TABLE DES MATIÈRES.

## AOUT 1896.




Tours. — Imprimerie DESLIS FRÈRES.

*Le Gérant :* J. DESLIS.

# JOURNAL DE PHYSIQUE

## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

---

*TROISIÈME SÉRIE*

**TOME V. — SEPTEMBRE 1896.**

---

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE.

11, RUE RATAUD, 11.

*Chaleur de vaporisation interne.* — La chaleur de vaporisation interne $\rho_i$ se calcule aisément au moyen des formules que j'ai indiquées. Elle est donnée dans le tableau suivant en même temps que la chaleur de vaporisation externe $r$ et la chaleur de vaporisation proprement dite $\lambda$.

| $t$ | $\rho$ | $\delta$ | $\delta'$ | $\frac{\rho}{\delta - \delta'}$ | $r$ | $\lambda$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 153°,6 | 12^cal^,72 | 0,691 | 0,358 | 38,2 | 0^cal^,25 | 12^cal^,97 |
| 143 ,45 | 26 ,80 | 0,846 | 0,252 | 45,5 | 4 ,32 | 31 ,12 |
| 132 ,30 | 38 ,76 | 0,9414 | 0,171 | 50,3 | 6 ,09 | 44 ,85 |
| 116 ,35 | 45 ,83 | 1,039 | 0,1124 | 49,4 | 7 ,47 | 53 ,30 |
| 118 ,25 | 43 ,41 | 1,029 | 0,118 | 47,6 | 7 ,31 | 50 ,72 |
| 115 ,10 | 43 ,55 | 1,0456 | 0,1093 | 46,5 | 7 ,53 | 51 ,08 |
| 110 ,10 | 46 ,19 | 1,0694 | 0,097 | 49,3 | 7 ,73 | 53 ,92 |
| 104 ,60 | 48 ,23 | 1,0938 | 0,085 | 47,8 | 8 ,06 | 56 ,29 |
| 99 ,10 | 49 ,33 | 1,1176 | 0,075 | 47,3 | 8 ,26 | 57 ,59 |
| 86 ,70 | 53 ,76 | 1,1688 | 0,0564 | 48,3 | 8 ,61 | 62 ,37 |
| 80 ,00 | 52 ,90 | 1,1929 | 0,0481 | 46,2 | 8 ,76 | 61 ,66 |
| 63 ,40 | 59 ,60 | 1,2485 | 0,0334 | 49,0 | 8 ,63 | 68 ,23 |

A ce tableau on a joint les densités $\delta$ et $\delta'$ du liquide et de la vapeur saturée à $t°$, ainsi que les valeurs du rapport $\frac{\rho}{\delta - \delta'}$. Si on laisse de côté la valeur de $\rho$ relative à 153°,6, laquelle est visiblement un peu faible, on constate que les autres valeurs donnent un rapport à peu près rigoureusement constant dans toute l'étendue des expériences, la valeur moyenne étant 47,9. Mes expériences vérifient donc très bien la loi de M. Gerrit Bakker, d'après laquelle on a : $\rho = a(\delta - \delta')$, $a$ étant constant lorsque le poids moléculaire est indépendant de la température, loi qu'il a déduite de la forme donnée par Gauss à l'énergie potentielle des liquides.

Il est bon de remarquer que la quantité $a$ n'est pas une constante absolue, mais qu'elle diminue constamment lorsque la température augmente en tendant vers une valeur *limite* dont elle diffère fort peu dès que la température s'approche à 50 ou 60° de la température critique.

Les chaleurs de vaporisation $\lambda$ du tableau précédent déterminent une courbe $\lambda = f(t)$, qui a la forme connue et qui se raccorde très sensiblement avec les valeurs données dans ma thèse entre 0° et 60°.

Cette circonstance et la vérification de la loi de M. G. Bakker sont de précieuses confirmations de l'exactitude de mes expériences.

*Remarques sur la méthode employée.* — Cette méthode est géné-

rale, car elle peut s'appliquer à un corps quelconque à température critique très élevée ou très basse, sans autre difficulté que de maintenir constantes pendant plusieurs heures les températures auxquelles on opère. Elle exige seulement que le corps expérimenté n'attaque pas le vase A.

La méthode a été appliquée à un corps présentant deux points d'inversion ([1]); s'il n'y en avait aucun, la courbe $-y_a^t = f(t)$ présenterait un point d'inflexion à tangente inclinée, mais sans maximum ni minimum (*fig.* 5). Le cas limite des deux points d'inversion confondus en un seul serait donné par un point d'inflexion à tangente horizontale.

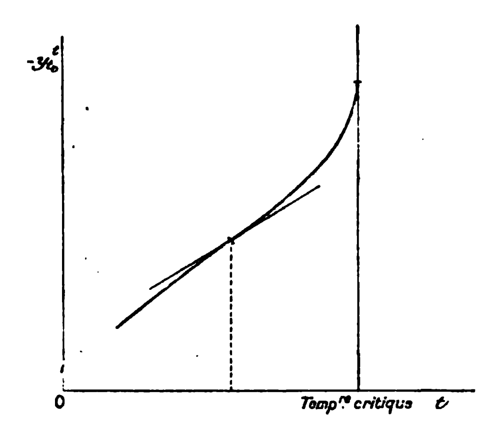



Fig. 5.

§ 5. — Remarques générales. — 1° Il y a un parallélisme remarquable entre les deux systèmes de grandeurs :

$$(p, u, u') \quad \text{et} \quad (\lambda, m, m').$$

Il est possible, dans une même étude, de déterminer pour toutes les températures qui caractérisent l'état liquide les trois éléments d'un même système ; cette étude le démontre pour le *système calorimétrique* $(\lambda, m, m')$ ; en ce qui concerne le premier système, il suffit d'employer la disposition expérimentale d'Ansdell ([2]).

([1]) Les températures *réduites* des points d'inversion de l'acide sulfureux sont en contradiction avec les idées émises par M. Ladislas Natanson, *Journ. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 311 ; 1895.

([2]) G. Ansdell, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXX, p. 117, et t. XXIX, p. 209; 1879.

Dans chacun de ces systèmes, les grandeurs $p$ et $\lambda$ jouent un rôle à part, se rapportant l'une et l'autre aussi bien au liquide saturé qu'à la vapeur saturée, tandis que les deux autres couples de grandeurs ne se rapportent qu'à l'un ou l'autre. Comme conséquence, il se trouve que $p$ et $\lambda$ sont susceptibles de mesures expérimentales directes absolument indépendantes des deux autres grandeurs du système auquel ils appartiennent ([1]).

Ce travail montre que l'étude du système ($p$, $u$, $u'$), étude à laquelle M. Sydney Young se livre avec tant de succès, doit nécessairement précéder l'étude du système calorimétrique ($\lambda$, $m$, $m'$).

2° La méthode calorimétrique que j'ai suivie est, si l'on veut, comparable à la méthode employée en géométrie analytique pour l'étude d'un solide dont on étudie les sections parallèles à un plan donné, ou encore à la méthode des coupes employée en histoire naturelle.

On peut définir la méthode des coupes comme étant *une série d'opérations identiques* (observation des coupes au microscope) *ayant, suivant la façon d'opérer, une suite nécessaire ou arbitraire et résolvant complètement la question proposée* (étude de l'organisation de l'individu minéral ou organisé que l'on considère).

Supposons que, pour des raisons quelconques, par exemple de non-conservation des coupes, on soit obligé de les observer au fur et à mesure. Dans ces conditions la suite des opérations est déterminée, et on ne peut intervertir l'ordre de deux opérations consécutives, ni revenir sur ses pas ; c'est ce que j'appellerai la *première forme* de la méthode des coupes.

On peut supposer, au contraire, l'individu débité en coupes numérotées, se conservant indéfiniment, et alors on peut faire les observations dans un ordre quelconque (pourvu qu'on les fasse toutes) et répéter chaque observation autant de fois que l'on veut; c'est la *deuxième forme* de la méthode.

La méthode suivie dans l'étude du système calorimétrique ($\lambda$, $m$, $m'$) est, comme la première forme de la méthode des coupes : *une série d'opérations identiques* (mesures calorimétriques) *ayant une suite nécessaire* (puisque le vase se vide du commencement à la fin) *et résolvant complètement la question proposée* (détermination de $\lambda$, $m$, $m'$).

---

([1]) Il y a une différence toutefois entre $p$ et $\lambda$, c'est que cette dernière est fonction de $m$ et de $m'$, tandis que $p$ ne l'est pas de $u$ et de $u'$. Rappelons, enfin, que l'équation de Clapeyron montre que les deux systèmes ne sont pas indépendants l'un de l'autre.

La méthode suivie par Ansdell dans l'étude du système $p$, $u$, $u'$, est de même identique à la *deuxième forme* de la méthode des coupes ; voici, d'ailleurs, comment on peut concevoir le dispositif expérimental qui correspondrait à la *première forme*.

Soit un vase A (*fig.* 6), d'une forme quelconque, résistant, communiquant par un robinet à trois voies d'une part avec un manomètre, de l'autre avec l'air extérieur, et plein d'un liquide saturé, l'appareil étant plongé dans une étuve à température constante. Supposons que, la pression $p$ étant lue au manomètre, et A étant plein de liquide à $t^o$, on puisse détacher A du manomètre et le peser. L'excès de poids sur l'appareil vide donne facilement la quantité $u$ à $t^o$. Si

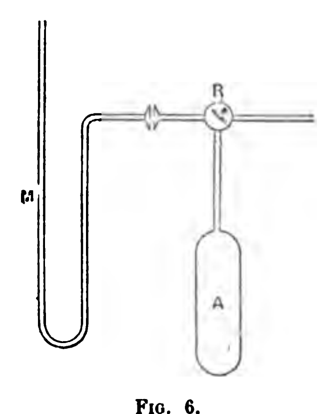



Fig. 6.

on élève la température progressivement, en vidant peu à peu par le robinet R l'excès de liquide, on pourra mesurer $u$ de nouveau, de même que $p$, et ainsi de suite jusqu'à la température critique ; en vidant de nouveau peu à peu et abaissant la température, on aura le poids spécifique $u'$ de la vapeur saturée. On voit que cette méthode est identique, jusque dans les détails, à celle que j'ai suivie pour $\lambda$, $m$, $m'$ [1].

---

(1) On peut pousser le parallélisme plus loin encore et remarquer que, dans la mesure de $u$, il sera bon de laisser une petite quantité (un volume connu) de vapeur saturée au-dessus du liquide. Dans la détermination de $u'$, au contraire, on pourra soit laisser un peu de liquide, soit surchauffer légèrement la vapeur, etc. On peut ainsi rendre $u$ et $u'$ légèrement dépendant l'un de l'autre, comme on peut le faire pour $m$ et $m'$, ou rendre $u'$ indépendant de $u$, comme on peut rendre $m'$ indépendant de $m$.

Les deux formes de la méthode des coupes s'interprètent facilement; la première forme est une *méthode à volume constant* (à la dilatation près inévitable du vase d'expérience) *et à masse variable*. La deuxième forme est une *méthode à volume variable et à masse constante*.

Ces deux formes se rencontrent constamment en physique dans l'étude d'une même question. Ainsi, appliquée à l'étude de la loi de Mariotte, la *première forme* donne la méthode de Regnault, dont l'ordre des opérations est nécessaire, tandis que la *deuxième forme* donne la méthode suivie par Dulong et Arago et les anciens physiciens; et dans laquelle on peut intervertir les expériences et les répéter tel nombre de fois que l'on veut.

Le lecteur trouvera aisément d'autres analogies dans diverses branches de la physique.

---

## VISEUR STROBOSCOPIQUE. — HORLOGE A PÉRIODE VARIABLE;

Par M. Marcel BRILLOUIN.

1. — Au cours de l'étude que j'ai entreprise sur les chronomètres pour les adapter aux mesures de gravitation, j'ai combiné divers moyens de déterminer l'amplitude d'oscillation du balancier. J'ai fait usage, en particulier, d'un dispositif stroboscopique, qui peut donner toute la précision désirable, si l'on est assuré que l'amplitude ne subit aucune variation de courte période. « Pour viser le balancier, on emploie une lunette terrestre, à oculaire quadruple, de très petite dimension, mais de champ considérable, qui m'a été fournie par M. Pellin. Entre le premier et le second verre de l'oculaire (à partir de l'objectif), on place un petit diaphragme, au point conjugué de la pupille à travers les trois derniers verres de l'oculaire, de manière à conserver tout le champ de l'instrument ; le premier verre de l'oculaire est fixe, et la mise au point se fait en tirant ou en enfonçant l'objectif. Pour la stroboscopie, une vanne mobile, percée d'un très petit trou, se déplace brusquement dans un plan très voisin du diaphragme, et ne laisse arriver jusqu'à l'œil l'image du balancier que pendant un temps très court [1].

---

[1] Ce dispositif pourrait être adapté avantageusement aux diapasons stroboscopiques; il donne à la fois le champ et la netteté.

La vanne doit avoir une période à peu près commensurable avec celle du balancier, et sensiblement double, si l'on veut n'avoir à suivre qu'une image. Pratiquement, les balanciers de chronomètres marins font une oscillation complète en une demi-seconde; il faut donc que les interruptions de lumière se produisent toutes les demi-secondes et que la période complète de la vanne soit d'une seconde. Les éclats sont alors assez distincts, l'image unique se déplace progressivement, et l'observation se fait sans fatigue. Dans de premiers essais, utilisant un mouvement d'horlogerie du commerce à trois oscillations par seconde, qui me donnait trois éclats, la multiplicité des éclats, le sautillement de l'image d'un éclat au suivant, rendaient l'observation presque impossible.

II. — Voulant avoir un viseur stroboscopique portatif, qu'on puisse tenir à la main, comme une lorgnette, j'ai cherché un mouvement d'horlogerie avec balancier spiral et échappement à ancre, comme dans les bonnes montres. Je n'ai pas trouvé, dans l'horlogerie de moyenne précision, de mouvements assez robustes pour mes essais, et j'ai dû me contenter d'un de ces mouvements de réveil américain qu'on trouve partout au prix de 5 francs et dont la fabrication, presque exclusivement mécanique, n'est, d'ailleurs, nullement à dédaigner. Dans ces réveils, la fourche qui entre en prise avec le balancier est équilibrée par une assez forte masse de laiton, située vers l'extérieur du cadran. Cette pièce a été presque entièrement coupée, et, sur la partie conservée, on a rivé une lame large et mince d'aluminium, qui se projette bien en dehors du cadran, jusqu'à plus de 15 millimètres. C'est dans cette lame qu'a été percé le trou de 1 millimètre de rayon qui découvre le diaphragme de la lunette à chaque demi-oscillation. On a, d'ailleurs, remplacé les pivots de l'ancre par des pointes, ce qui a permis de bien équilibrer la vanne additionnelle.

Malheureusement, le balancier, d'ailleurs monté sur pivot et assez bien équilibré, est réglé dans ce réveil pour trois oscillations simples par seconde environ, ce qui rendait l'observation à peu près impossible. Il fallait donc modifier le balancier de manière à ramener à deux oscillations simple par seconde, deux éclats seulement. Comme c'est là une transformation qui peut être fréquemment utile et économique dans un laboratoire, ou dans un observatoire, j'ai examiné de quelle manière il convient de la faire : par changement du moment d'inertie seul du couple moteur seul, ou des deux à la fois.

III. — Pour que le fonctionnement du mécanisme d'horlogerie reste régulier, plusieurs conditions sont nécessaires :

1° Il y a généralement une nécessité géométrique à conserver l'amplitude du balancier A ;

2° Cette conservation doit être assurée au moyen du même poids, ou du même ressort moteur qui fournit une quantité d'énergie déterminée Q à chaque impulsion.

3° Comme les pointes ou les pivots du balancier sont huilés, comme l'amortissement propre du spiral est faible, on peut admettre que le frottement résistant est proportionnel à la vitesse, qu'il ne dépend pas de la masse du balancier, ni même du ressort spiral, pourvu que celui-ci soit convenablement choisi.

Cela posé, l'équation du mouvement du balancier, tant qu'il est libre, est :

$$K\theta'' + F\theta' + C\theta = 0,$$

dont l'intégrale est :

$$\theta = Ae^{-\alpha t}\sin\beta t,$$

en posant :

$$\alpha = \frac{F}{2K}, \qquad \beta = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{C}{K} - \alpha^2}.$$

En une demi-oscillation, depuis un premier passage par une position d'équilibre ($\theta = 0,\ t = 0$) jusqu'au passage suivant $\left(\theta = 0,\ t = \frac{T}{2}\right)$, la force vive perdue que le mécanisme moteur doit restituer est :

$$E = \frac{1}{2}KA^2\beta^2 e^{-\frac{\alpha T}{2}} = 2\pi^2A^2 \cdot \frac{K}{T^2} \cdot e^{-\frac{F}{4}\frac{T}{K}}$$

Dans le changement qu'on fait subir au balancier, pour passer de la période T à la période T', on doit conserver F, A et E ou $\frac{K}{T^2}e^{-\frac{F}{4}\frac{T}{K}}$.

On doit donc choisir le nouveau moment d'inertie par l'équation :

$$\frac{K'}{T'^2}e^{-\frac{F}{4}\frac{T'}{K'}} = \frac{K}{T^2}e^{\frac{F}{4}\frac{T}{K}}$$

et on choisira ensuite le couple C' de manière à réaliser la période T'.

En fait, l'amortissement est toujours extrêmement faible, et les

exponentielles peuvent être réduites à leurs premiers termes, ce qui donne :

$$\frac{K'}{K} = \frac{T'^2}{T^2}\left(1 + \frac{\alpha.T}{2}\frac{T - T'}{T'} + \dots\right),$$

en conservant $\alpha$ en évidence et négligeant $\alpha^2 T^2$. Puis, au même degré d'approximation :

$$\frac{C'}{C} = 1 + \frac{\alpha T}{2}\frac{T - T'}{T'}.$$

Le changement du couple moteur, même pour un changement considérable de la période, reste très petit. Les procédés ordinaires de réglage définitif, par la raquette ou par le déplacement de la masse du balancier, sont suffisants. Il ne faut faire subir à cette partie de l'appareil aucune transformation essentielle.

Le changement doit être obtenu presque complètement en changeant le moment d'inertie au moyen de masses dont le centre de gravité est exactement sur l'axe de rotation du balancier [1]. Il est inutile de déterminer avec précision le coefficient d'amortissement $\alpha$; il suffit de s'assurer qu'il est assez petit pour permettre l'emploi de la formule approchée.

*Exemple.* — Dans le réveil américain à transformer, $T = 0^s,6$ environ.

*Détermination grossière de* $\alpha$. — On a sensiblement :

$$\log \text{nép.} \frac{1}{2} = -0,7, \qquad \text{et :} \qquad \log \text{nép.} \frac{1}{3} = -1,1.$$

Démontons l'ancre, faisons osciller librement le balancier, et comptons le nombre d'oscillations $n$ nécessaire pour réduire l'amplitude à moitié.

Il vient :

$$\alpha = \frac{0,7}{nT}.$$

Ce nombre est d'environ soixante-quinze oscillations :

$$\alpha = 0,077, \qquad \frac{\alpha T}{2} = 0,023.$$

---

(1) Le procédé employé dans les métronomes Maelzel change à la fois le moment d'inertie et le couple moteur. Ce procédé est mauvais.

Évaluons le changement de couple :

| | T' | 1' | 2' | 6' | 12' |
|---|---|---|---|---|---|
| $\frac{C'}{C} = 1 + \frac{\alpha T}{2} \frac{T - T'}{T'} =$ | | 0,991 | 0,984 | 0,979 | 0,978 |

On voit combien ce changement est faible, même pour un changement énorme de la période.

Pratiquement, il suffira de prendre $\frac{K'}{K} = \frac{T'^2}{T^2}$.

Je détache le balancier, je le pèse ($3^{gr},75$) et, admettant que le moment d'inertie est le même que si les 2/3 de la masse environ étaient à la circonférence, je fais souder un anneau de plomb de poids convenable (4 grammes) autour de la jante du balancier. Quelques essais permettent rapidement de l'équilibrer en coupant des petits morceaux avec un canif.

Le balancier remis en place, le recouvrement s'effectue régulièrement, avec l'amplitude initiale, et persiste jusqu'à complet déroulement du ressort moteur.

---

## SUR LES DIMENSIONS DES GRANDEURS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES;

Par M. P. JOUBIN.

Les dimensions des grandeurs électriques et magnétiques s'expriment provisoirement en fonction de quatre grandeurs fondamentales : d'abord, celles de la mécanique générale L, M, T; puis, celle d'une quantité purement électrique ou magnétique, K ou K', pouvoirs inducteurs correspondants. Rien n'indique *a priori* que ces grandeurs puissent s'exprimer exclusivement au moyen des unités mécaniques, c'est-à-dire que les phénomènes électriques ou magnétiques soient des manifestations de propriétés purement mécaniques d'un milieu. Toutefois, la connaissance des dimensions de R et R' serait d'un si grand intérêt, et de nature à jeter une si vive lumière sur toute une classe de phénomènes encore si inconnus, qu'il m'a paru intéressant d'admettre l'hypothèse précédemment énoncée et d'en tirer les conclusions qu'elle comporte.

Or, le problème est moins indéterminé qu'il ne le paraît au premier abord ; pour mieux dire, il est complètement déterminé si l'on part

de ce postulatum : *Les grandeurs électriques et magnétiques sont de la même nature que celles de la mécanique rationnelle.*

L'analyse suivante permet de s'en rendre compte : Supposons, pour fixer les idées, que nous eussions exprimé toutes les quantités en fonction de L, M, T et K. L'examen général du tableau ainsi formé nous révèlera tout d'abord les faits suivants :

1° La masse M n'entre qu'avec la puissance 1/2;

2° Si la longueur L entre en même temps que M, c'est avec une puissance fractionnaire; l'exposant de L est entier ou nul si M ne figure pas ;

3° Le temps T ne figure que par des exposants entiers;

4° Enfin, remarque capitale, chaque fois que la masse et la longueur figurent en même temps (par conséquent avec des exposants fractionnaires) la dimension K s'introduit avec un exposant aussi fractionnaire; sinon, cet exposant est entier.

De ces considérations générales nous allons déduire les dimensions de K et K' ; il suffit pour cela de remarquer que si, d'après notre postulatum, ces grandeurs ne sont pas d'une autre nature que celles que l'on rencontre ordinairement en mécanique rationnelle, leurs dimensions sont nécessairement entières en L, M, T. D'où les deux conclusions suivantes :

1° Les dimensions de K sont impaires en L et M, paires en T;

2° Le produit KK' ayant pour dimensions $L^{-2}T^{2}$, K' est impair en L et M, pair en T ; de plus, l'exposant de M a une valeur égale et de signe contraire dans K et K'. — Cette valeur est d'ailleurs nécessairement $\pm 1$, toutes les grandeurs de la mécanique ne contenant la masse qu'à la première puissance. Nous pouvons le prendre égal à $+1$ pour K' et $-1$ pour K, car nous allons voir que la supposition contraire reviendrait simplement à intervertir K et K'. Nous avons donc :

$$K = M^{-1}L^{2p-1}T^{2q}$$
$$K' = ML^{-(2p+1)}T^{-(2q-2)}$$

L'exposant de L peut être $\pm 3$ ou $\pm 1$; celui de T, $\pm 2$ ou 0, si K et K' sont des grandeurs mécaniques. On peut ainsi faire vingt-quatre combinaisons dont douze seulement seront considérées comme distinctes, les douze autres s'obtenant simplement en échangeant les valeurs de K et K'. Or de ces douze combinaisons, *une seule donne à la fois pour* K *et* K' *des dimensions ayant une signification mécanique*,

c'est la suivante

$$K = M^{-1}LT^2$$
$$K^1 = ML^{-3}$$

c'est-à-dire que K est un coefficient de compressibilité (inverse d'un coefficient d'élasticité), et K′ une densité ; ce sont précisément les grandeurs qui dans la formule de Newton $V = \sqrt{\frac{e}{d}}$ donnent la vitesse de propagation d'une onde. Ce sont celles qu'on eût été conduit *a priori* à donner à K et K′ pour représenter la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique. Lord Kelvin a déjà observé que la grandeur $\frac{1}{K}$ peut être considérée comme analogue à un coefficient d'élasticité du milieu qui transmet les actions électriques.

Nous laisserons donc de côté l'autre solution consistant à échanger entre elles les expressions de K et de K′.

Ces dimensions conduisent pour les grandeurs électriques et magnétiques à des résultats intéressants. Définissons seulement les grandeurs fondamentales.

## I. — *Électrostatique.*

1° Le champ $H = ML^{-1}T^{-2}$, c'est une pression (énergie de l'unité de volume) ;

2° Le potentiel $V = MT^{-2}$, tension superficielle (énergie de l'unité de surface) ;

3° Densité d'électricité apparente (masse électrique) : densité superficielle $\sigma$, mêmes dimensions que le champ ; densité cubique $\rho$ : variation de la pression par unité de longueur (ou force par unité de volume), $ML^{-2}T^{-2}$ ;

4° Densité d'électricité vraie (quantité d'électricité) : densité superficielle $\epsilon = K\sigma$, dimensions 0, liée à la densité de masse, comme la *variation* d'une grandeur en physique est liée à son *coefficient de variation.*

Densité cubique $d = K$, dimensions $L^{-1}$ ; peut être considérée (en posant $\frac{1}{K} = P_0$) comme définie par l'opération $d = \frac{1}{P_0}\frac{d(P)}{dl}$ ; même remarque que précédemment.

## II. — *Électromagnétisme.*

1° Densité de courant (et densité de masse magnétique), $i = T^{-1}$; vitesse angulaire;

2° Champ magnétique H' (et intensité d'aimantation), $H' = LT^{-1}$; c'est une vitesse linéaire;

3° Quantité de magnétisme : densité superficielle : quantité de mouvement de l'unité de volume $ML^{-2}T^{-1}$. Densité cubique : variation par unité de longueur de la même quantité;

4° Potentiel V', énergie de l'unité de quantité de magnétisme; dimensions $L^2T^{-1}$;

5° Résistivité $ML^{-1}T^{-1}$, moment de quantité de mouvement par unité de volume.

*Remarques générales.* — Ces résultats semblent devoir jeter quelque lumière sur la nature des phénomènes électriques et magnétiques. C'est ainsi qu'on est conduit immédiatement à rapprocher les forces électrostatiques des forces capillaires; il est inutile de rappeler les expériences de M. Lippmann qui pourraient conduire directement à cette conclusion.

En électromagnétisme, un courant électrique serait un mouvement tourbillonnaire du milieu; le champ en chaque point est la vitesse du tourbillon. Or, j'ai montré que, dans un conducteur cylindrique parcouru par un courant, le champ en chaque point intérieur est égal à la densité du courant $i$ multipliée par la distance à l'axe $r$; c'est bien une vitesse, et de plus le mouvement tourbillonnaire se fait d'une seule pièce autour de l'axe, la vitesse angulaire y est constante; au contraire, à partir de la surface, à l'extérieur, la rotation s'amortit à mesure que la distance augmente.

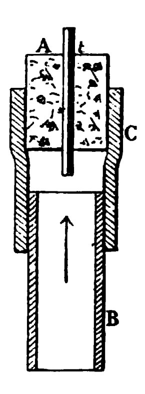
Le résultat le plus frappant auquel on est conduit est le suivant : la force électromagnétique d'un champ sur l'élément de volume d'un courant est, *en grandeur et en direction*, la force centrifuge composée due à la vitesse du champ H et à la vitesse de rotation du courant $i$, étant donné que l'on compte la rotation $i$ positivement en sens inverse des aiguilles d'une montre (solénoïde d'Ampère). La formule de Laplace n'est autre que celle de Coriolis.

Au point de vue le plus général, les phénomènes électromagnétiques dépendent de la vitesse (angulaire ou linéaire); les phénomènes électrostatiques, de l'accélération (variation de quantité de magnétisme et force électromotrice induite, ou inversement).

## SUR LES FLAMMES CHANTANTES ;

Par M. E. BOUTY.

1° On obtient à coup sûr des flammes chantantes par le procédé suivant : Dans un petit bouchon de liège A (*fig.* 1) de 7 à 8 millimètres d'épaisseur on engage un petit tube cylindrique de 2 millimètres environ de diamètre et de 15 à 18 millimètres de long, obtenu en effilant un tube à dégagement ordinaire. On adapte ce système sur un tube de verre B, à l'aide d'un bout de tube de caoutchouc C. Le jet de gaz rencontre plus ou moins obliquement le tube *t*, qui fonctionne à la manière d'une anche. En réglant convenablement la pression, la flamme, allumée au bout du tube *t*, se met à chanter [1].




La flamme obtenue prend la forme en fuseau et les propriétés que j'ai précédemment décrites [2]. Si la pression est trop faible, la flamme est silencieuse ; si la pression est trop forte, elle ronfle ; dans l'intervalle où elle est susceptible de chanter, le son est renforcé, et même provoqué par une toile métallique placée dans la partie inférieure de la flamme, et notamment vers la région étranglée.

Parfois le jet de gaz non enflammé rend un son. En pareil cas, la toile métallique placée à n'importe quelle hauteur dans le jet froid demeure sans effet.

On peut habituellement supprimer toute la partie supérieure de la flamme sans éteindre le son produit.

---

[1] Si on éprouve tout d'abord quelques difficultés, il suffira d'appuyer un obstacle contre le caoutchouc C, de manière à le dévier tant soit peu.

[2] Voir *Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 406 à 408 : 1895.

2° Pour donner une interprétation complète du phénomène des flammes chantantes, il y aurait à expliquer :

*a.* La forme spéciale de la flamme ;

*b.* La production du son ;

*c.* Le rôle de la toile métallique.

*a.* La forme de la flamme est déterminée par une vibration transversale du tube. Si on attaque avec l'archet un tube effilé quelconque, donnant une flamme tranquille, la flamme prend aussitôt la forme en fuseau. Quand la vitesse du jet est faible, la flamme reste silencieuse, même si l'on fait usage de la toile métallique. Entre certaines limites de vitesse on peut renforcer le son en plaçant une toile métallique dans l'étranglement. En un mot, on reproduit les diverses circonstances qui sont réalisées naturellement par les tubes chantants.

*b.* La production du son dans les flammes chantantes paraît liée à des conditions analogues à celles de l'expérience classique de Melde. Si le tuyau sonore formé par la flamme, de l'orifice à l'étranglement, admet une période de vibration longitudinale correspondant à une période de vibration transversale du tube, il suffit qu'une cause fortuite provoque les vibrations pour qu'elles soient renforcées et se maintiennent ensuite d'elles-mêmes.

*c.* Les retards de la combustion et les explosions qui en résultent jouent un rôle évident dans la production et le renforcement du son. La toile métallique agit, non seulement en ce qu'elle peut provoquer un nœud au point où on la place, mais aussi en introduisant de l'air et provoquant des explosions; celles-ci ne sont possibles que s'il y a des retards de combustion, c'est-à-dire au-delà d'une certaine vitesse minimum du jet, et ne peuvent demeurer régulières que dans un intervalle étroit, au-dessus duquel la flamme tourbillonne et ronfle. Avec un jet non enflammé, pas d'explosions possibles, pas d'effet possible de la toile métallique.

---

## SUR LES FLAMMES SENSIBLES [1];

Par M. E. BOUTY.

1. Le phénomène de la sensibilité des flammes, tel que je l'ai décrit antérieurement [2], est très général. On obtient des flammes sensibles avec divers gaz combustibles, ou mélanges de gaz, et la sensibilité aux sons aigus apparaît toujours quand la flamme est prête à ronfler ou commence à ronfler. Il faut que la vitesse du jet soit supérieure à un certain minimum, et l'on doit, par suite, employer une pression d'autant plus grande qu'il y a plus de frottement, c'est-à-dire que l'orifice d'émission est plus étroit.

2. *Influence de la forme de l'orifice.* — La forme circulaire de l'orifice est de beaucoup la plus favorable. Les flammes plates (forme papillon, par exemple) ne jouissent que d'une sensibilité rudimentaire et à peu près indépendante de la nature du gaz combustible. Tout ce qui suit se rapporte à des flammes issues d'orifices circulaires.

Si l'on agit sur une flamme de haute sensibilité par un bruit très faible, le tic-tac d'une montre par exemple, on constate que la montre doit être placée au voisinage de l'orifice ou de la gaine bleue de la région basilaire de la flamme. Le tic-tac est alors accompagné de flammèches qui jaillissent latéralement, à la partie supérieure de la flamme, avec un bruit qui rappelle les coups de piston d'une locomotive très éloignée.

Quand on fait usage de miroirs conjugués, le foyer du miroir récepteur doit coïncider avec un point de la région basilaire de la flamme. S'il coïncide avec un point de la zone blanche, placée au dessus, le système des miroirs est sans effet.

L'*organe sensible* des flammes cylindriques de gaz d'éclairage est donc situé à leur base.

3. *Influence de la nature du gaz.* — L'hydrogène pur fournit une grosse flamme presque invisible et dont la sensibilité est extrêmement faible. Mais il suffit d'ajouter à l'hydrogène un gaz inerte, azote ou acide carbonique, en proportion suffisante, pour obtenir une flamme grêle de grande sensibilité. Si la proportion de gaz inerte

[1] Extrait d'un mémoire plus étendu qui paraîtra dans les *Annales de la Faculté des Sciences* de Toulouse.

[2] Voir *Journ. de phys.*, 3e série, t. IV, p. 401 ; 1895.

est trop forte, la flamme s'éteint pour une pression inférieure à celle qui la rendrait sensible.

Les mélanges d'hydrogène et d'air donnent des flammes à peu près insensibles.

L'acétylène pur fournit une flamme dans laquelle le blanc apparaît, à l'intérieur de la zone bleue, au voisinage immédiat de l'orifice. Cette flamme possède une sensibilité médiocre. Un mélange à volumes égaux d'acétylène et d'hydrogène produit une magnifique flamme, d'un blanc éblouissant à sa partie supérieure et dont la base, beaucoup moins éclairante, paraît constituée comme celle du gaz ; cette flamme est sensible même au tic-tac de la montre. Des mélanges d'acétylène et d'azote donnent aussi des flammes très sensibles.

4. *Interprétations.* — La complication apparente de ces phénomènes paraîtra sans doute diminuée par les deux remarques suivantes, qui se complètent l'une l'autre :

*a.* Si l'on adopte l'hypothèse d'après laquelle la sensibilité est liée à des retards de combustion, on comprendra que les flammes plates, dans lesquelles la surface active est proportionnellement très grande dès le voisinage de l'orifice, soient moins favorables que les flammes cylindriques. La présence d'un gaz inerte dans l'axe d'une flamme cylindrique favorisera évidemment les retards de combustion en divisant la masse et en abaissant la température. L'oxygène se comportera à l'inverse d'un gaz inerte;

*b.* Les grandes sensibilités coïncident avec un aspect particulier de la base de la flamme, formée d'un tube de flamme bleue engainant un cylindre complètement obscur de gaz relativement froid. Ce système constitue une lentille cylindrique acoustique dont nous allons étudier sommairement les propriétés.

Imaginons, pour simplifier, que, dans chacun des milieux, extérieur, moyen et intérieur, la température absolue T et la densité $\rho$ par rapport à l'hydrogène aient des valeurs invariables T, T′, T″, $\rho$, $\rho'$, $\rho''$. Soient V, V′, V″ les vitesses du son respectivement proportionnelles à $\sqrt{\frac{T}{\rho}}$, $\sqrt{\frac{T'}{\rho'}}$, $\sqrt{\frac{T''}{\rho''}}$. Désignant par R le rayon de l'espace obscur; par $x$, l'épaisseur de la flamme bleue; par F, la distance focale principale de la lentille cylindrique, on trouve aisément que

$$(1) \quad F = -VV'R\frac{VR + V'x}{V(V'^2 + VV'' - 2V'V'')R + V'^2(V' - V'')x},$$

et la lentille sera convergente si F est négatif, c'est-à-dire si le dénominateur du second membre de (1) est positif ou, enfin, si

$$(2) \qquad V' - V'' > \frac{VV'(V' - V)R}{VR(2V' - V) + V'^2 x}.$$

Nous supposons que la combustion a lieu dans l'air. On a toujours alors

$$V' - V > 0,$$

et la condition de convergence (2) ne peut être satisfaite que si

$$V' - V'' > 0,$$

c'est-à-dire si

$$(3) \qquad \frac{T'}{T''} > \frac{\rho'}{\rho''}.$$

Si cette condition (3) n'est pas remplie, la lentille est divergente, quelle que soit l'épaisseur $x$ de la flamme, c'est ce qui arrivera pour des gaz très légers, tels que l'hydrogène ([1]). Avec des gaz plus lourds, par exemple un mélange d'hydrogène et de plus de deux dixièmes en volume d'azote, l'inégalité (3) sera satisfaite; l'inégalité (2), résolue par rapport à $x$, donne après substitution à V, V', V'' de leurs valeurs

$$(2\ bis) \qquad \frac{x}{R} > \frac{\sqrt{\frac{T}{\rho}}\left(2\sqrt{\frac{T'T''}{\rho'\rho''}} - \frac{T'}{\rho'} - \sqrt{\frac{T}{\rho}\frac{T''}{\rho''}}\right)}{\frac{T'}{\rho'}\left(\sqrt{\frac{T'}{\rho'}} - \sqrt{\frac{T''}{\rho''}}\right)}$$

et l'on pourra s'assurer, par la mesure de $x$ et de R, si la condition de convergence est satisfaite ou non.

La condition pour que le foyer de la lentille tombe dans l'espace obscur intérieur à la flamme est

$$(4) \qquad \frac{x}{R} > \frac{\sqrt{\frac{T'}{\rho'}}\frac{T}{\rho} + 4\sqrt{\frac{TT'T''}{\rho\rho'\rho''}} - 2\sqrt{\frac{T}{\rho}}\frac{T'}{\rho'} - 2\frac{T}{\rho}\sqrt{\frac{T''}{\rho''}}}{\frac{T'}{\rho'}\left(2\sqrt{\frac{T'}{\rho'}} - 2\sqrt{\frac{T''}{\rho''}} - \sqrt{\frac{T}{\rho}}\right)}$$

---

(1) Un calcul approché, dans lequel on fait usage des températures de combustion publiées par MM. Mallard et Le Châtelier, donne dans ce cas

$$\frac{T'}{T''} = 4{,}706,$$

tandis que $\frac{\rho'}{\rho''}$ est compris entre 12,33 et 10,57.

J'ai supposé que cette condition (4) était précisément celle que doivent remplir les flammes de très grandesensibilité. Quel que soit, en effet, le mode d'action des sons aigus pour rompre l'équilibre de la flamme, cette action doit être particulièrement efficace quand les vibrations sonores sont concentrées dans la région instable.

Par exemple pour un mélange de 1/3 en volume d'azote et de 2/3 d'hydrogène, la condition (4) se réduit à

$$\frac{x}{R} > 0,877;$$

l'expérience donne

$$\frac{x}{R} = 0,96$$

et l'on constate que la flamme est, en effet, extrêmement sensible.

A la partie supérieure des flammes de gaz d'éclairage, la température de la région axiale augmente beaucoup, et le carbone en suspension, auquel elles doivent leur éclat, réfléchit sans doute fortement le son : la lentille cylindrique devient donc inefficace. La flamme de l'acétylène pur présente à $0^{cm},5$, au-dessus de l'orifice, la constitution que la flamme du gaz n'offre que beaucoup plus haut ; aussi estelle peu sensible. L'addition d'hydrogène ou d'azote fait reparaître l'espace obscur et avec lui la sensibilité ordinaire des flammes de gaz.

Il ne faudrait pas toutefois exagérer le rôle de ces lentilles à très faible rayon de courbure. Leur action est limitée: 1° par la réflexion du son sur leurs faces, qui est en moyenne de 30 0/0 ; 2° par la diffraction qui rend leur efficacité illusoire pour des sons autres que des sons très aigus de quelques millimètres de longueur d'onde.

---

A. PFLUGER. — Anomale Dispersionscurven einiger fester Farbstoffe (Courbes de dispersion anomale de quelques substances solides). *Wied. Ann.*, t. LVI, . 412 ; 1895.

L'auteur s'est proposé d'étudier l'absorption et la dispersion anomale dans certaines substances à couleurs superficielles, et notamment dans des corps qui présentent plusieurs bandes d'absorption, de façon à pouvoir obtenir plusieurs maxima ou minima de l'indice.

Dans presque toutes les déterminations faites jusqu'à ce jour, on a employé pour cette étude des dissolutions plus ou moins concen-

trées ; mais alors la dispersion anomale de la substance se trouve combinée avec la dispersion normale du dissolvant, et, jusqu'à présent, on n'a pas cherché à éliminer cette influence, ni à en tenir compte, de façon à obtenir l'indice du corps à l'état solide [Kundt, Christiannsen, Ketteler (1), Pulfrich (2), Sieben (3), etc.].

D'autres physiciens ont abordé cette étude en utilisant la polarisation par réflexion [Wiedemann (4), Lundquist (5), Merkel (6)] ; toutefois, il y a lieu de rechercher alors la signification de la loi Brewster. Enfin, Wernicke (7) a employé une méthode fondée sur l'absorption ; mais ses conclusions sont mises en doute par Voigt (8).

L'auteur s'est proposé d'opérer sur des prismes solides, conformément à la méthode de Kundt, utilisée depuis par du Bois et Rubens, puis par Shea (9) ; cependant il faudrait être certain que la loi du sinus est valable et que l'indice ne dépend pas de l'incidence, comme pour les métaux.

Les petits prismes étaient obtenus en faisant pénétrer quelques gouttes de la dissolution alcoolique de la substance dans l'étroit espace compris entre une lame de verre plane horizontale et un fragment d'un tube de verre placé en contact soit en dessus, soit en dessous. L'acool s'évaporant, il restait un double prisme de la matière dissoute ; on pouvait obtenir des prismes assez réguliers en opérant à une température convenable et surtout avec de l'alcool absolument anhydre. La concentration de la liqueur a également une grande importance. Le prisme, sur chaque côté duquel on ménageait une fenêtre, était installé sur la plate-forme d'un goniomètre ; et l'angle et la déviation étaient mesurés d'après la méthode de Kundt ; on employait une lumière monochromatique obtenue soit avec un brûleur à sodium, soit par le passage à travers un verre bleu ou rouge, soit à l'aide d'un spectre prismatique produit sur un diaphragme

---

(1) KETTELER, *Wied. Ann.*, t. XXI, p. 481 ; t. XV, p. 337 ; 1881-82.
(2) PULFRICH, *Wied. Ann.*, t. XV, p. 337 ; 1882.
(3) SIEBEN, *Wied. Ann.*, t. VIII, p. 137 ; 1879 ; t. XXIII, p. 312 ; 1884 ; *Journ. de Phys.*, 2e série, t. IV, p. 534.
(4) E. WIEDEMANN, *Pogg. Ann.*, t. CLI, p. 1 ; 1874.
(5) LUNDQUIST, *Pogg. Ann.*, t. CLII, p. 565 ; 1874.
(6) MERKEL, *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 1 ; 1883.
(7) WERNICKE, *Pogg. Ann.*, t. CLV, p. 87 ; 1875.
(8) VOIGT, *Wied. Ann.*, t. XXV, p. 95 ; 1889.
(9) SHEA, *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 177 ; 1892 ; *Journ. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 227, 231 et 232 ; 1893.

percé d'une ouverture dont l'image venait se former sur la fente collimatrice du goniomètre.

On a utilisé les radiations suivantes (évaluées en millionièmes de millimètres:

| Rouge extrême | Li | D | Th | F (hydr) | Stront | G (hydr) | H (hydr) | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 703 | 671 | 589 | 535 | 486 | 461 | 434 | 410 | 405 |

Les angles des prismes ont varié de 40 à 130 secondes (tandis que, pour les prismes métalliques de Kundt, ils étaient compris entre 15 et 25 secondes). Voici maintenant le résumé des résultats obtenus avec diverses substances pour les radiations dont il vient d'être parlé :

*Fuchsine*

La fuchsine employée ne montrait qu'une seule bande ; celle de Kundt, de composition chimique différente, en manifestait deux (¹) :

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2,30 | 2,34 | 2,64 | 1,95 | 1,05 | 0,83 | 1,04 | 1,17 | 1,38 |

Ici l'indice devient inférieur à 1 ; et il y a lieu de chercher si la réflexion totale ne se produit pas; si la loi des sinus était applicable, elle devrait être réalisée pour une incidence de 56°; mais on n'a pu l'observer, même en allant jusqu'à 87°. L'auteur fait à ce sujet quelques remarques intéressantes sur les colorations que prend la fuchsine déposée sur une lame de verre, lorsqu'on l'examine sur l'une ou l'autre des deux faces.

*Cyanine*

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1,98 | 2,08 | 1,70 | 1,20 | 1,45 | 1,49 | 1,61 | × | × |

*Violet d'Hofmann*

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2,57 | 2,53 | 2,20 | 1,27 | 0,86 | × | 1,32 | × | × |

*Rouge de Magdala*

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2,06 | 2,06 | 1,90 | 1,55 | 1,54 | × | 1,72 | 1,76 | × |

(¹) Pour montrer sans représentation graphique le lien qui existe entre l'absorption et la dispersion anomale, je mets un trait continu au-dessous des indices, pour indiquer l'étendue des bandes d'absorption, et un trait discontinu, au dessus, pour montrer la région où la dispersion est anomale. G. M.

*Vert de malachite*
(deux bandes d'absorption)

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2,49 | 2,50 | 1,33 | 1,16 | 1,45 | 1,38 | 1,37 | 1,28 | × |

*Mélange de fuchsine et de vert de malachite*
(deux bandes d'absorption)

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2,46 | 2 | 1,50 | 1,27 | 1,36 | 1,57 | 1,37 | 1,31 | × |

**En résumé, la dispersion est toujours anomale dans l'intérieur des bandes d'absorption.**

**Voici, enfin, quelques-uns des résultats obtenus, sur la fuchsine, par divers expérimentateurs :**

*Dissolution alcoolique de fuchsine* (Sieben)

| | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| λ | 760 | 694 | 670 | 656 | 589 | 460 | 434 | 420 | 404 |
| *n* | 1,36001 | 1,36130 | 1,36185 | 1,36218 | 1,36469 | 1,36888 | 1,37077 | 1,37219 | 1,37383 |
| Δ | 53 | 54 | 63 | 66 | 137 | — 24 | — 26 | — 37 | + 14 |

La troisième ligne (Δ) indique l'excès de l'indice de la dissolution sur celui du dissolvant.

*Indices calculés comme tangentes trigonométriques de l'incidence principale:*

| Raies de Fraunhofer.. | B | B.C | C | D | E | E.b | F | F.G | G | J |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Wiedemann.......... | × | × | 2,216 | 2,152 | × | 1,687 | 1,310 | 1,252 | 1,310 | × |
| Lundquist ........... | 1,87 | × | 1,92 | 2,14 | 1,69 | × | 1,34 | × | × | 1,31 |
| Merkel.............. | × | 2,337 | × | 2,383 | × | 2,035 | 1,611 | 1,010 | × | × |
| Sehent.............. | × | × | 2,358 | 2,343 | 1,942 | × | 1,520 | 1,004 | 1,348 | × |

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| λ | 657 | 626 | 589 | 530 | 526 | 517 | 470 | 465 |
| Glan | 2,543 | 3,012 | 2,587 | 2,326 | 2,295 | 2,189 | 1,775 | 1,601 |

*Indices déduits de l'absorption* (Wernicke)

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| λ | 581 | 571 | 532 | 483 | 466 | 448 | 438 |
| | 2,326 | 2,372 | 1,875 | 1,530 | 1,288 | 1,224 | 1,295 |

*Indices d'un prisme de fuchsine solide* (Wernicke)

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Raies de Fraunhofer | A | B | C | G | H |
| | 1,73 | 1,81 | 1,90 | 1,31 | 1,54 |

*Indices calculés par Voigt d'après les observations de Wiedemann et de Merkel*

| Raies de Fraunhofer.. | C | C.D | D | E.b | F | F.h |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Wiedemann.......... | 2,216 | × | 2,00 | 1,37 | 1,11 | 1,19 |
| Merkel............... | × | 2,20 | 2,18 | 1,55 | 0,94 | 0,74 |

G. Meslin.

**W. NERNST.** — Ueber Methoden zur Bestimmung von Dielectricitäsconstanten (Sur les méthodes employées pour la mesure des constantes diélectriques). *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 209; 1896.

**J.-F. SMALE.** — Ueber eine Abänderung des electrometrischen Verfahrens zur Bestimmung der Dielectricitätsconstanten (Sur une modification de la méthode électrométrique pour la mesure des constantes diélectriques). *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 215 ; 1896.

1. M. Nernst (1) a proposé pour la mesure des constantes diélectriques la disposition suivante :

Dans un pont de Wheatstone, deux branches sont formées de résistances métalliques égales, la troisième comprend le condensateur à étudier, enfin la quatrième est formée d'une résistance variable portant en dérivation un condensateur variable. On anime le pont par un courant alternatif et on apprécie l'équilibre à l'aide d'un téléphone. Quand cet équilibre est établi, la capacité et la résistance de la troisième branche du pont sont égales à la capacité et à la résistance du condensateur.

M. Nernst compare les nombres qu'il a ainsi obtenus aux nombres fournis par la méthode électrométrique de MM. Cohn et Arons, consistant à immerger la partie active de l'électromètre dans le liquide à étudier et à agir sur l'électromètre par un courant alternatif, avec des connexions telles que la déviation soit indépendante du sens de la différence de potentiel. Le rapport des valeurs de la constante diélectrique mesurée par les deux procédés n'est pas constant ; il varie systématiquement avec la grandeur de la constante diélectrique, ce qui tiendrait, d'après M. Nernst, aux dimensions relativement trop petites du vase contenant le liquide.

2. M. Smale a construit un électromètre minuscule d'après un principe indiqué par M. Bjerknes (2). Une petite lame de platine de 1 centimètre de long et de 3 millimètres de large est suspendue par un fil de platine à la Wollaston ou par une fibre de quartz, et *isolée*. Elle oscille entre deux électrodes de platine de 3 centimètres de long et 4 centimètres de large infléchies de manière à former à elles deux une ellipse horizontale dont les axes sont respectivement de 2 centimètres et 3 centimètres, les extrémités en regard des lames de platine sur cette ellipse étant à $0^{cm},5$ l'une de l'autre. Le petit support

(1) W. Nernst, *Zeitschr. f. physik. chem.*, t. XIV, p. 622 ; 1894.
(2) Bjerknes, *Wied. Ann.*, XLVIII, p. 594 ; 1893.

en ébonite qui porte le système de l'aiguille et des électrodes sert de couvercle à l'auge de verre contenant le liquide à étudier. Enfin les courants alternatifs sont fournis par un petit moteur à courants alternatifs faisant 50 tours par seconde et entretenu par un petit moteur à air chaud pourvu d'un régulateur.

Les nombres obtenus par M. Smale ont été comparés aux nombres déterminés, sur les mêmes échantillons de liquide, par M. Nernst, à l'aide de la méthode du pont ci-dessus décrite. Pour cette comparaison M. Smale a admis la valeur 25,8 de la constante diélectrique de l'alcool.

| Liquide | Smale | Nernst |
|---|---|---|
| Eau | 80,05 | 79,87 |
| Alcool | 25,8 | 25,8 |
| Alcool amylique | 15,73 | 15,88 |
| Amyline | 7,51 | 7,48 |
| Benzine | 2,32 | 2,28 |

Les différences n'offrent rien de systématique et ne dépassent jamais 1,7 0/0.

E. Bouty.

L. SILBERSTEIN. — Untersuchungen über die Dielectricitätsconstanten von Mischungen und Lösungen (Recherches sur les constantes diélectriques des mélanges et des dissolutions). *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 661; 1895.

Ce mémoire comprend une partie théorique et une partie expérimentale.

1° Soient deux diélectriques liquides, susceptibles de se mêler sans contraction et de fournir ainsi un liquide très mauvais conducteur; l'auteur démontre longuement, en faisant usage des équations générales de la thermodynamique, qu'on peut calculer la constante diélectrique du liquide obtenu par ce qu'on est convenu en France de nommer la *règle des mélanges*, d'après la composition *en volume*.

2° Parmi vingt liquides purs qu'il a examinés, l'auteur n'en a rencontré que deux, la benzine et le phényléthylacétate, qui lui aient paru remplir suffisamment les conditions théoriques. Il a mesuré les constantes diélectriques de ces liquides et de leurs mélanges, à l'aide de la méthode de Nernst [1], et reconnu que l'écart de la valeur calculée et de la valeur observée ne dépassait jamais 2 à 3 0/0.

E. Bouty.

---

[1] Voir ci-dessus, p. 411.

**R. LANG. — Ueber eine Beziehung zwischen der Dielectricitätsconstante der Gase und ihrer chemischen Werthigkeit (Sur une relation entre la constante diélectrique des gaz et leur atomicité). *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 534 ; 1895.**

Des valeurs de la constante diélectrique K de divers gaz mesurée par MM. Boltzmann [1] et Klemencic [2], M. Lang déduit la formule empirique suivante :

$$\frac{K-1}{s} 10^6 = 123\,;$$

*s* est le nombre d'atomes contenus dans la molécule.

En réalité, les valeurs expérimentales du second membre varient de 132 (hydrogène) à 115 (oxyde de carbone) et même 110 (bromure d'éthylène). M. Lang attribue les différences à ce que les divers gaz, considérés à la température et à la pression ordinaires, ne sont pas sous des états correspondants, dans le sens que M. Van der Waals a donné à cette expression.

E. Bouty.

**F. LINDE. — Messung der Dielectricitätsconstanten verflüssigter Gase und die Mossoti-Clausius'sche Formel (Mesure de constantes diélectriques de gaz liquéfiés et formule de Mossoti-Clausius). *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 546 ; 1895.**

1. Les mesures de constantes diélectriques de gaz liquéfiés ont été réalisées soit par la méthode du pont de M. Nernst [3], déjà décrite dans ce recueil, soit par une méthode de Schiller [4] fondée sur l'observation de la durée des oscillations en circuit ouvert d'une bobine de Ruhmkorff. Cette dernière méthode n'est applicable qu'à des diélectriques de conductibilité très faible. Voici en quoi elle consiste. Soient $c$ la capacité du circuit secondaire de la bobine, C la capacité d'un condensateur auxiliaire à lame d'air, KC la capacité du même condensateur où l'air a été remplacé par un diélectrique liquide : les durées d'oscillations $T_0$, correspondant à la bobine seule, $T_1$ et $T_2$, correspondant à la bobine armée du condensateur à air ou à liquide, sont entre elles comme les racines carrées des capacités totales $c$, $c + C$, $c + KC$. On a donc

$$K = \frac{T^2_2 - T^2_0}{T^2_1 - T^2_0}.$$

(1) Boltzmann, *Pogg. Ann.*, CLV, p. 403 ; 1875.
(2) Klemencic, *Sitzungsb. der Wien. Akad.*, XCI, p. 712 ; 1885.
(3) Voir ci-dessus, p. 411.
(4) Schiller, *Pogg. Ann.*, CLII, p. 535 ; 1874.

Les durées d'oscillation, qu'il suffit de connaître en valeur relative, sont mesurées par une méthode analogue à celle dont fit usage M. Mouton [1]; mais l'interrupteur employé par M. Schiller et par M. Linde est un pendule de Helmholtz.

Cette méthode n'a donné de résultats qu'avec l'acide carbonique et le protoxyde d'azote (liquides du commerce). Le condensateur était formé de trois cylindres concentriques en fer étamé : les deux cylindres extrêmes, en communication avec le sol, formant l'une des armatures ; le cylindre moyen, isolé des deux autres par des cales d'ébonite, la deuxième armature. Ce condensateur était enfermé dans un bloc en fer forgé, muni d'un robinet à pointeau.

La méthode de Nernst a pu être appliquée à l'acide sulfureux et au chlore liquide. Pour ce dernier corps on a dû faire usage d'un condensateur formé de deux cylindres concentriques en charbon séparés par des cales de verre.

Voici les résultats. Les nombres $K_1$ ont été obtenus par la méthode de Schiller, les nombres $K_2$ par la méthode de Nernst et par comparaison avec l'éther desséché sur du sodium, dont la constante diélectrique à 16° a été prise égale à 4,396.

*Acide carbonique*

| $t_1$ | $K_1$ | $t_2$ | $K_2$ |
|---|---|---|---|
| — 7°,5 | 1,621 | — 8° | 1,650 |
| 0° | 1,584 | 0° | 1,588 |
| + 8°,5 | 1,547 | + 8° | 1,550 |
| + 15°,5 | 1,530 | + 15° | 1,535 |

*Protoxyde d'azote* — *Chlore* [2]

| $t_1$ | $K_1$ | $t_2$ | $K_2$ |
|---|---|---|---|
| — 6° | 1,643 | — 65° | 2,167 |
| — 0°,5 | 1,600 | — 20°,7 | 2,040 |
| + 4° | 1,582 | — 5° | 1,996 |
| + 10° | 1,555 | 0° | 1,990 |
| + 14°,5 | 1,522 | + 8° | 1,948 |

Enfin, pour l'acide sulfureux, M. Linde a trouvé $K_2 = 14,8$ à 23°, par comparaison avec l'alcool éthylique pour lequel il a admis une constante diélectrique égale à 25,3.

---

(1) MOUTON, Étude expérimentale sur les phénomènes d'induction électrodynamique. *Ann. de l'École normale*, 2e série, t. VI, p. 193 ; 1877.

(2) Moyennes des nombres publiés par l'auteur.

2° La formule dite de Mossoti-Clausius est

$$\frac{K+2}{K-1} d = C^{te},$$

et diffère de la formule bien connue de Lorentz, reliant l'indice $n$ à la densité $d$,

$$\frac{n^2+2}{n^2-1} d = C^{te},$$

par la substitution de la constante diélectrique au carré de l'indice.

Dans la seconde partie de son travail, M. Linde fait usage des résultats numériques obtenus dans la première partie et des valeurs des constantes diélectriques de liquides et de gaz publiées par divers expérimentateurs, pour soumettre la formule de Mossoti-Clausius au contrôle de l'expérience. La formule paraît convenir à peu près pour comparer les constantes diélectriques d'un même corps pris à l'état liquide et à l'état de vapeur lorsque K ne s'éloigne pas beaucoup de $n^2$; mais, dans d'autres cas, elle conduira à des résultats absolument inacceptables : par exemple, la constante diélectrique d'un liquide, calculée d'après la valeur mesurée de la constante diélectrique de la vapeur, peut se trouver négative (alcools méthylique et éthylique, formiates de méthyle et d'éthyle, chlorure d'éthyle, acide sulfureux).

La formule de Mossoti-Clausius est encore absolument insuffisante pour représenter la variation de la constante diélectrique d'un liquide avec la température.

E. Bouty.

G.-C. SCHMIDT. — Beiträge zur Kenntniss der Fluorescenz (Contributions à l'étude de la fluorescence). *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 103; 1896.

1. M. Schmidt est porté à admettre *a priori* que tous les corps absorbants sont susceptibles de devenir fluorescents dans des conditions convenables. Il a étudié des *dissolutions solides* de couleurs d'aniline dans des dissolvants dont les uns sont fluorescents, les autres ne le sont pas; ces dissolvants sont l'acide hippurique, l'acide anilotique, la sulfocarbamide, le bisulfate de quinine, le sucre, la gélatine, le blanc d'œuf, les acides vératrique, protocatéchique, benzoïque, ortho et parabenzoïques, méconique, maléique, phtaléique, la laine et la papavérine. Presque toutes ces dissolutions sont phos-

phorescentes, et il est à remarquer que, par elles-mêmes, les couleurs d'aniline ne donnent aucune fluorescence dans les conditions habituelles. Le plus souvent, la couleur de la lumière émise par la phosphorescence de ces dissolutions solides paraît à peu près indépendante du dissolvant, bien qu'il en soit autrement dans un certain nombre de cas.

Habituellement le spectre de la lumière phosphorescente est une bande plus ou moins large, mais continue. La chrysaniline, dissoute dans la gélatine, et le rouge de Magdala, dans la phtaléine, donnent un spectre complet du rouge au violet.

Assez souvent la couleur de la lumière phosphorescente change avec le temps écoulé depuis l'excitation. Le rouge du Congo dissous dans la sulfocarbamide donne un rouge éclatant par une rotation rapide du phosphoroscope; par une rotation lente, un beau vert; de même, le violet d'Hofmann.

L'intensité de la phosphorescence ne dépend pas beaucoup de la concentration.

Enfin la condition essentielle de la phosphorescence des couleurs d'aniline paraît être qu'elles soient réellement en dissolution. La laine, le papier, la soie qui les absorbent sans les dissoudre ne donnent, en général, ni phosphorescence ni fluorescence.

2. La seconde partie du Mémoire de M. Schmidt est consacrée à la discussion de la théorie de la fluorescence de M. v. Lommel ([1]). Cette théorie consiste essentiellement à assimiler la fluorescence à la résonance acoustique; mais M. v. Lommel admet, en outre, que les vibrations excitées par voie de résonance peuvent avoir une période égale à la moitié ou au double de la période de la vibration excitatrice.

M. Schmidt a fait des expériences très complètes sur le spectre d'absorption et sur le spectre de fluorescence du rouge de Magdala, de l'esculine, du sulfate et du bisulfate de quinine, et de la fuchsine. Il les a étendues à l'ultra-violet et à l'infra-rouge, en employant dans ce dernier cas soit la méthode de M. Becquerel, soit la méthode bolométrique. Ces expériences ne confirment nullement les prévisions de M. v. Lommel. Sa théorie, dont M. Schmidt paraît admettre au moins quelques prémisses, devra donc être profondément modifiée.

E. Bouty.

(1) E. v. Lommel, *Pogg. Ann.*, CLIX, p. 520; 1876; — *Wied. Ann.*, III, p. 113; 1878.

**M. WIEN. — Ueber die Polarisation bei Wechelstrom (Sur la polarisation avec les courants alternatifs). *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 37; 1896.**

A. — Quand on lance un courant alternatif à travers une auge électrolytique, il s'introduit, en vertu de la polarisation des électrodes, une nouvelle force électromotrice périodique $e$. On suppose d'ordinaire, avec M. F. Kohlrausch [1], que celle-ci est à chaque instant proportionnelle à la quantité d'électricité qui a passé dans l'auge depuis le dernier renversement du courant, de sorte que, si l'on désigne par I l'intensité du courant, par C la capacité du système des électrodes on a

$$e = \frac{1}{C}\int I dt.$$

Soit $w$ la résistance de l'auge, $E_0 \cos nt$ la force électromotrice périodique extérieure, $\alpha$ l'amplitude de l'intensité du courant:

$$E_0 \cos nt = \alpha\left(w \cos nt + \frac{1}{nC}\sin nt\right).$$

On pourrait remplacer l'effet de l'auge sur le courant par une résistance métallique égale à celle de l'auge (calculée d'après la conductibilité du liquide et les dimensions de l'auge) portant en dérivation un condensateur de capacité C.

Ces hypothèses ne sont que partiellement vérifiées par l'expérience. On peut, il est vrai, dans des limites pratiques, assimiler l'auge à un fil métallique, portant un condensateur en dérivation, mais la résistance $w'$ de ce fil est toujours supérieure à la vraie résistance $w$ de l'auge. De plus, la différence $w' - w$ et la valeur de la capacité C varient avec les conditions de l'expérience:

1° Entre certaines limites, $w' - w$ et C sont indépendantes de la densité du courant;

2° C est directement, $w' - w$ est inversement proportionnel à la surface des électrodes;

3° Pour de fortes polarisations, c'est-à-dire quand la capacité par unité de surface est petite, $w' - w$ est à peu près proportionnel à la durée de vibration ; C croît un peu avec cette durée; le produit $nC(w' - w)$ est à peu près constant et petit ;

4° Pour de faibles polarisations, la capacité par unité de surface est

---

(1) F. Kohlrausch, *Pogg. Ann.*, CXLVIII, p. 143 ; 1873.

grande et croît rapidement avec la durée de vibration. $w' - w$ croît aussi, mais moins rapidement que la durée de vibration, $nC(w' - w)$ est grand et à peu près constant.

Soit, par exemple, une dissolution aqueuse saturée de sel marin. On aura de fortes polarisations (faibles capacités) avec des électrodes de nickel, d'argent ou de platine poli; de faibles polarisations avec des électrodes à la Paalzow (zinc dans le sulfate de zinc, cuivre dans le sulfate de cuivre) avec des électrodes de mercure dans la dissolution de sel marin saturée de calomel, ou avec des électrodes de platine-platiné. La capacité de polarisation varie, en outre, avec le temps, l'agitation, etc., d'une manière très capricieuse, *surtout avec des électrodes de mercure pur ; ces irrégularités disparaissent quand la dissolution en contact avec le mercure est saturée de calomel.*

B. — M. Wien cherche de quel ordre de grandeur sont les erreurs causées par l'accroissement $w' - w$ de la résistance apparente dans la mesure soit des conductibilités électriques, soit des constantes diélectriques des liquides conducteurs, quand on mesure ces éléments en faisant usage des courants alternatifs.

1° *Conductibilités électriques.* — Soit une auge électrolytique contenant une dissolution concentrée de sel marin de résistance vraie $w = 10$ ohms entre des électrodes de 10 centimètres carrés de surface, avec 100 inversions de courant par seconde.

D'après les expériences de l'auteur, l'erreur $w' - w$ commise sera:

Avec des électrodes de platine poli, de $2^{ohms},1$, soit 21 0/0.

Avec des électrodes de platine-platiné, de $0^{ohms},124$, soit 1,24 0/0.

Dans les conditions même où s'est placé M. Kohlrausch, la correction, qui ne devient sensible que pour les liquides bons conducteurs, ne dépasserait pas quelques millièmes.

2° *Constantes diélectriques.* — L'erreur est de signe contraire suivant qu'on fait usage de la méthode électrométrique, la plus fréquemment employée jusqu'ici, ou de la méthode du pont, de M. Nernst[1]. La première donne des résultats trop faibles, la seconde des résultats trop forts et, de plus, n'est applicable que pour des liquides mauvais conducteurs. D'après M. Wien, *à la condition de faire l'aiguille de l'électromètre en platine-platiné*, la méthode électrométrique permettrait de mesurer sans erreur sensible la constante diélectrique des électrolytes les plus conducteurs.

E. Bouty.

(1) Voir ci-dessus, p. 411.

**M. CANTOR. — Ueber die Condensation von Dämpfen (Sur la condensation des vapeurs). *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 492 ; 1895.**

1° Quand la vapeur d'un corps A se condense à la surface d'un corps solide ou liquide B de nature différente, les propriétés superficielles du corps B font place progressivement aux propriétés superficielles du corps A, jusqu'à ce que la couche du liquide condensé ait acquis une épaisseur supérieure au rayon $l$ d'activité moléculaire. A partir de cette épaisseur de la couche condensée, on peut dire que la vapeur A se condense à la surface du liquide A ; la pression et la température de la vapeur sont, par définition, *la pression et la température de saturation.*

Tant que l'épaisseur du liquide condensé est inférieure à $l$, il n'est nullement évident *a priori* que la température à laquelle la condensation peut s'opérer d'une manière réversible, *le point de rosée*, soit identique à la *température de saturation.* M. Cantor prouve justement que, *si le liquide* A *est susceptible de s'étendre sur un liquide* B, *le point de rosée de* A *en présence de* B *est plus élevé que le point de saturation de* A, *le point de rosée de* B *en présence de* A *est moins élevé que le point de saturation* B. Il démontre ce théorème en faisant usage d'un cycle fermé réversible :

1° La vapeur de A est amenée, par variation de la pression, de son état initial au point de rosée ;

2° Cette vapeur est précipitée à la surface de B, au point de rosée ;

3° La couche condensée est enlevée à la faveur d'un travail capillaire convenable et réunie à une masse liquide de A à la même température ;

4° Enfin, elle est vaporisée au point de saturation.

A la faveur de diverses approximations, M. Cantor obtient la formule suivante :

$$(1) \qquad T_1 + T_{1.2} - T_2 = -\frac{l}{2}\frac{s_1 p_1}{\sigma_1}\log\frac{p_1}{p_0}.$$

$T_1$ et $T_2$ sont respectivement les tensions superficielles de A et de B en contact avec l'air, $T_{1.2}$ la tension superficielle de la surface de contact de A et de B ; $s_1$ le poids spécifique du liquide A, $p_1$ la pression de saturation de A à la température $\theta_1$ à laquelle la condensation de A commence à la surface de B (température du point de rosée), $p_0$ la pression de saturation à la température $\vartheta_0$ du liquide A, $l$ le rayon

d'activité moléculaire. Enfin, $\sigma_1$ représente le poids spécifique de la vapeur

$$\sigma_1 = \frac{p_1}{R\theta_1}; \tag{2}$$

R est la constante de la loi de Mariotte-Gay-Lussac. Les formules (1) et (2) peuvent servir à calculer une valeur approchée du rayon d'activité $l$, si, toutefois, l'on est parvenu à mesurer la température $\theta_1$ du point de rosée.

2° Au point de vue expérimental, il faut remarquer que la condensation de la vapeur de A sur B ne pourra être constatée que si la couche du liquide condensé est suffisamment épaisse, et l'on sait que, si cette épaisseur atteint ou dépasse $l$, le point de rosée et le point de saturation se confondront. L'influence exercée par la nature de B sur le point de rosée sera dès lors masquée.

Cependant cette circonstance ne gênera la détermination du point de rosée vrai que si le liquide A s'étale sur le liquide B ; car, dans ce cas, le point de rosée de A, *plus élevé* que le point de saturation, s'abaissera dès que la condensation sera commencée ; et *il sera impossible d'accroître l'épaisseur condensée au-delà de $l$ à la température où la condensation a commencé.* Au contraire, si B s'étale sur A le point de rosée de A est plus bas que le point de saturation, et *rien ne s'oppose à ce que l'épaisseur condensée dépasse $l$, la température demeurant égale à celle où la condensation a commencé.*

C'est dans ce second cas que s'est placé M. Cantor, en prenant l'eau pour le liquide A, le pétrole pour le liquide B. Un ménisque miroitant de mercure est recouvert d'une couche mince de pétrole, en relation avec un espace dans lequel circule un courant très lent d'air humide. Quand la vapeur d'eau se condense sur le pétrole, le ménisque se ternit. Un thermomètre dont le réservoir est plongé dans le mercure à peu de distance du ménisque donne la température de la surface de condensation. On fait varier la température de cette surface à l'aide d'un bain réfrigérant d'éther dans lequel on fait barboter de l'air, comme on le fait dans la plupart des hygromètres à condensation.

En moyenne, M. Cantor a trouvé qu'à une température de saturation de la vapeur d'eau égale à 21°,2 correspond un point de rosée à la surface du pétrole égal à 18°. De ces nombres on déduit pour le rayon d'activité $l$ la valeur

$$l = 6{,}5.10^{-7} \text{ centimètres.}$$

Ce nombre est bien de l'ordre de grandeur de tous ceux qui ont été déterminés jusqu'ici pour cet élément, et cela grâce à des procédés très variés.

3. Pour étudier le cas où le liquide A (benzine, alcool amylique) s'étale sur le liquide B (mercure), M. Cantor a recours à la mesure directe de la tension superficielle, en utilisant pour cela une méthode qu'il a précédemment indiquée (1). Celle-ci consiste essentiellement à produire, par pression, un ménisque convexe du liquide à étudier à l'orifice supérieur d'un tube capillaire à arêtes vives, et à déterminer, à l'aide d'un manomètre à eau, la valeur maximum de cette pression. M. Cantor prouve que, dans le cas considéré, la vapeur de A doit abaisser la valeur de la tension superficielle de B, et il se borne à montrer expérimentalement qu'on observe, en effet, une diminution très sensible de cette tension superficielle.

4. Quand, dans une opération hygrométrique, on observe le point de rosée à la surface d'un métal, il faut avoir bien soin de maintenir cette surface très propre. Si l'eau s'étale à la surface du métal, on peut, d'après ce qui précède, confondre le point de rosée avec la température de saturation; il n'en est pas de même si le métal est gras. Alors le point de rosée sera évalué trop bas. Mais on s'apercevra de l'état du métal par l'expérience elle-même, car si le métal est gras, les températures d'apparition et de disparition de la rosée ne coïncideront pas et seront plus ou moins éloignées l'une de l'autre.

5. En se laissant guider par l'analogie des vapeurs et des corps dissous, on comparera naturellement la condensation d'une vapeur à la séparation d'un corps de sa dissolution, et les expériences qui précèdent mettront sur la voie d'une interprétation du phénomène de la sursaturation.

Si on pouvait avoir une dissolution parfaitement homogène, la séparation du corps dissous au sein de la dissolution, comparable à la formation d'un brouillard dans la vapeur, serait impossible, et la séparation se ferait exclusivement par la surface de la dissolution. La température à laquelle commencerait cette séparation dépendrait de la nature des surfaces avec lesquelles la dissolution est en contact, de la même façon que le point de rosée de la vapeur d'eau enveloppée par des parois grasses. Dans les deux cas on pourrait abaisser

(1) Cantor, *Wied. Ann.*, t. XLVII, p. 399 ; 1892.

la température au-dessous du point de saturation sans provoquer le phénomène de la condensation ou de la précipitation.

Si dans la vapeur d'eau on introduit une goutte d'eau, la condensation se produit sur celle-ci ; si dans la dissolution sursaturée on introduit une parcelle du corps dissous, la précipitation se continue à la surface de la parcelle.

En toute rigueur, comme le fait observer M. Cantor lui-même, il conviendrait de ne formuler cette conclusion que dans le seul cas de la dissolution d'un liquide dans un autre, parce que, dans le cas des liquides seulement, on a le droit de parler de la tension superficielle comme d'une quantité expérimentalement définie.

E. Bouty.

P. BECK. — Theorie des remanenten Magnetismus von Föppl (Théorie du magnétisme rémanent de Foppl). *Wied. Ann.*, t. LVII, p. 464 ; 1896.

M. Föppl (¹) a proposé une théorie du magnétisme rémanent d'après laquelle la propagation des ondes électriques dans un milieu A coercitif, mais non parcouru par un courant, obéirait à des lois analogues à la propagation dans un milieu B non coercitif, mais parcouru par un courant. De cette théorie il résulte qu'un tube de la substance A entourant un fil métallique animé par un courant variable agirait à la manière d'un écran sur les ondes électriques qui le traversent, propriété dont ne jouirait pas un tube de la substance B.

M. Beck a employé deux tubes de mêmes dimensions, l'un de fer doux, l'autre d'acier trempé dur, et n'a pas réussi à manifester la moindre différence entre l'induction produite à travers ces deux tubes ou à travers une épaisseur d'air égale. Voici quelques détails sur l'expérience. Les tubes avaient 1 mètre de long, 5 centimètres de diamètre extérieur, 1 centimètre de diamètre intérieur. Le fil primaire traversant le tube était un fil de cuivre isolé, de 6 millimètres de diamètre, dans lequel circulait un courant de 0^amp^,1 à 4 ampères que l'on inversait par un commutateur. Le circuit secondaire était formé de 42 tours de fil, enroulés sur un cadre de 1 mètre de long et de 20 centimètres de large, disposé avec sa grande dimension parallèle au primaire et à 3 centimètres de distance de celui-ci. On observait la déviation d'un galvanomètre balistique placé sur le

(¹) Föppl, *Wied. Ann.*, t. XLVIII, p. 252 ; 1893.

circuit secondaire. Le tableau suivant résume les résultats :

| Air | Fer | Acier |
|---|---|---|
| 2,7 | 2,6 | 2,7 |
| 3,1 | 2,9 | 2,9 |
| 3,4 | 3,4 | 3,3 |
| 4,3 | 4,2 | 4,2 |
| 5,0 | 4,9 | 5,0 |
| 5,7 | 5,6 | 5,8 |
| 6,4 | 6,6 | 6,7 |
| 7,2 | 7,0 | 7,2 |
| 8,1 | 8,2 | 8,2 |
| 9,3 | 9,4 | 9,3 |
| 17,0 | 17,0 | 16,5 |

E. Bouty.

A. EBELING et G. SCHMIDT. — Ueber magnetische Ungleichmässigkeit und das Ausglühen von Eisen und Stahl (Sur le défaut d'homogénéité magnétique et sur le recuit du fer et de l'acier). *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 330; 1896.

A. EBELING. — Prüfung der magnetischen Homogenität von Eisen und Stahlstäben mittels der electrischen Leitungsfähigkeit (Essai de l'homogénéité magnétique de barreaux de fer et d'acier, au moyen de la conductibilité électrique). *Ibid.*, p. 342.

1. — Le fer forgé de Suède passe pour la meilleure matière magnétique, et on suppose qu'il suffit, en général, de bien recuire un barreau pour le rendre magnétiquement homogène. Ces suppositions ne sont fondées qu'en partie. MM. Ebeling et Schmidt ont soumis un grand nombre de barreaux de fer ou d'acier de diverses provenances à deux séries d'épreuves consistant à mesurer dans trois régions de 10 centimètres de longueur, prises aux deux extrémités et au milieu de chaque barreau : 1° le coefficient d'élasticité de traction ; 2° la courbe d'hystérésis, et cela soit avant, soit après le recuit. Cette dernière opération, conduite avec un soin extrême, aux environs de 1.000°, fut faite dans la partie moyenne d'un grand four à porcelaine de la manufacture impériale. Dans la région du four utilisée, la température, très sensiblement uniforme, se maintenait constante pendant au moins trente-six heures.

Le fer forgé de Suède s'est montré relativement peu homogène et n'a pas été sensiblement amélioré par le recuit. L'acier au tungstène a été fort amélioré ; enfin, l'acier fondu s'est montré magnétiquement homogène, avant le recuit comme après.

Les auteurs pensent qu'une fonte bien surveillée est la meilleure garantie d'homogénéité, aussi bien au point de vue magnétique qu'au point de vue mécanique.

2. — M. Ebeling a reconnu que des barreaux magnétiquement homogènes présentent une conductibilité électrique régulière; mais la proposition inverse comporte des exceptions, tenant sans doute à des défauts mécaniques de la matière. Il serait donc prématuré de s'en rapporter exclusivement à des mesures de conductibilité pour juger de l'homogénéité magnétique. E. BOUTY.

L. ARONS. — Ueber den Lichtbogen zwischen Quecksilberelectroden, Amalgamen und Legirungen (Sur l'arc électrique entre des électrodes de mercure, d'amalgames et d'alliages). *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 73; 1896.

En étudiant l'arc électrique entre des électrodes de mercure, M. Arons s'attendait à trouver des résultats simples. L'expérience n'a pas justifié cet optimisme.

Ce qu'il y a de plus remarquable, c'est la longueur extraordinaire que peut atteindre l'arc entre des électrodes de mercure. A l'aide d'une cuvette mobile, M. Arons faisait varier la longueur de l'espace vide d'air dans lequel jaillit l'arc, et il maintenait constante l'intensité du courant à l'aide de résistances variables introduites dans le circuit. En employant un tube de $1^{cm},5$ de diamètre et une intensité de courant de $6^{amp},5$ à $6^{amp},6$, la plus petite différence de potentiel entre les électrodes, presque au contact, était de $21^{volts},3$; elle atteignait $61^{volts},6$ pour une distance de 60 centimètres entre les électrodes. L'accroissement moyen dans tout l'intervalle était de $0^{volt},67$ par centimètre de longueur. Ce nombre est extrêmement petit, si on le compare aux résultats obtenus avec d'autres métaux. D'après Luggin ([1]) et Lecher ([2]), l'accroissement est de 43 volts, 41 volts et 48 volts par centimètre respectivement avec le charbon, le platine et le fer.

Les résultats changent avec le diamètre des tubes contenant les électrodes de mercure, avec la température du milieu ambiant, etc. L'addition d'un métal étranger, susceptible de fournir un amalgame, élève, en général, la différence de potentiel nécessaire pour maintenir l'arc, et cependant les lignes caractéristiques du métal n'apparaissent qu'incomplètement, pour les plus faibles intensités du courant, tantôt dans l'arc tout entier, tantôt à la cathode seulement. Les résultats sont trop complexes pour pouvoir être rapportés ici utilement.

E. BOUTY.

---

(1) LUGGIN, *Wienner Ber.*, XCVI, p. 759, 1887.
(2) LECHER, *Wied. Ann.*, XXXIII, p. 625; 1888.

A. HAGENBACH. — Thermoelemente aus Amalgamen und Electrolyten (Couples thermo-électriques formés d'amalgames et d'électrolytes). *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 21; 1896.

M. Hagenbach mesure, par la méthode de compensation de du Bois Reymond, les forces électromotrices thermo-électriques de couples formés de l'amalgame d'un métal et d'un sel du même métal. Mais la recherche a dû être bornée aux métaux dont l'amalgame est stable et n'est pas oxydé par l'eau, de sorte que, en définitive, elle ne s'étend qu'aux amalgames de cadmium et de plomb.

Entre 0° et 70°, la force électromotrice des couples étudiés est proportionnelle à la différence de température; il n'y a d'exceptions que pour le couple amalgame de plomb — chlorure de plomb; mais, tandis que, d'après la théorie de M. Nernst, la force électromotrice, pour une différence de température donnée, devrait croître avec la dilution, M. Hagenbach trouve qu'elle commence, au contraire, par décroître, et cela pour tous les couples étudiés. Cependant, aux dilutions extrêmes, on observe un relèvement de la force électromotrice avec les trois couples amalgame de cadmium — bromure, iodure ou azotate de cadmium.

E. Bouty.

THADDEUS ESTREICHER. — On the pressures of saturation of oxygen (Pressions de saturation de l'oxygène). *Phil. mag.*, 5e série, t. XL, p. 454; 1895.

Nous extrayons de ce mémoire les tables suivantes donnant, pour trois séries d'expériences, les valeurs de la pression maximum de l'oxygène, en millimètres de mercure, en fonction de la température mesurée par un thermomètre à hydrogène.

| 1re Série | | 2me Série | | 3me Série | |
|---|---|---|---|---|---|
| Pression | Température | Pression | Température | Pression | Température |
| 735,9 | —182°,7 | 731,1 | —182°,2 | 743,8 | —182°,56 |
| 533,9 | —185 ,1 | 629,1 | —183 ,3 | 141,8 | —195 ,9 |
| 433,9 | —187 ,1 | 477,1 | —185 ,8 | 91,8 | —198 ,7 |
| 733,9 | —189 ,4 | 279,1 | —190 ,5 | 61,8 | —201 ,1 |
| 233,9 | —192 ,1 | 179,1 | —194 ,0 | 41,8 | —203 ,4 |
| 11,0 | —209 ,7 | 129,1 | —196 ,25 | 31,8 | —204 ,8 |
| 10,0 | —210 ,2 | 79,1 | —199 ,5 | 21,8 | —206 ,8 |
| 9,0 | —211 ,4 | 54,1 | —201 ,6 | 14,5 | —208 ,6 |
| 8,0 | —211 ,2 | 37,5 | —204 ,9 | 13,0 | —208 ,9 |
| | | 33,5 | —205 ,2 | 12,5 | —209 ,2 |
| | | 16,0 | —208 ,8 | 12,0 | —209 ,3 |
| | | 16,0 | —209 ,3 | 11,5 | —209 ,5 |

| 2me Série | | 3me Série | |
|---|---|---|---|
| Pression | Température | Pression | Température |
| 15,0 | —209°,7 | 11,0 | —209°,7 |
| 13,0 | —210 ,2 | 10,5 | —209 ,8 |
| | | 9,5 | 210 ,2 |
| | | 9,0 | 210 ,4 |
| | | 8,75 | 210 ,6 |
| | | 8,5 | 210 ,8 |
| | | 8,0 | 211 ,8 |
| | | 7,75 | 211 ,2 |
| | | 7,5 | 211 ,2 |

E. Bouty.

**H. STARKE. — Ueber eine Methode zur Bestimmung der Dielectricitätsconstanten fester Körper (Sur une nouvelle méthode pour l'évaluation de la constante diélectrique de corps solides).** *Verhandl. der physik. Ges. zu Berlin*, **XV Iahrgang, p. 69 ; 1896.**

La méthode consiste essentiellement à mêler deux liquides de constante diélectrique connue, dans une proportion telle que l'introduction du corps liquide à étudier, entre les lames d'un condensateur ayant pour diélectrique le mélange liquide, soit sans effet. Tout dispositif expérimental propre à constater l'invariabilité de l'équilibre électrique peut d'ailleurs être mis en œuvre.

M. Starke emploie le dispositif de M. Nernst (1). Il faut observer que, pour que l'équilibre se conserve, il faut, non seulement que la constante diélectrique, mais encore que la conductibilité électrique du solide étudié se confondent respectivement avec la constante diélectrique et la conductibilité du mélange liquide. On se restreindra donc aux cas où la conductibilité est négligeable. Parmi les liquides doués d'une constante diélectrique élevée, on ne peut guère employer que l'éther et le chlorure d'éthylène (la constante diélectrique à 0° de ce dernier liquide est 11,31), qu'on mélangera à la benzine ou au xylol ; on pourra ainsi évaluer des constantes diélectriques comprises par exemple entre 2,5 et 10 avec une approximation que l'auteur croit pouvoir fixer à 2 ou 3 0/0.

Voici les résultats moyens de quelques mesures :

| | |
|---|---|
| Sylvine.............. | 4,94 |
| Sel gemme ........... | 5,29 |
| Gypse ................ | 5,04 |
| Ebonite......... ..... | 2,80 |
| Soufre (fondu) ........ | 3,87 |

E. Bouty.

(1) V. p. 411 de ce volume.

**H. DUFOUR. — La recoloration des Alpes après le coucher du soleil.** *Archives des Sciences physiques et naturelles*, 3e période, t. XXXIV; 1896.

L'auteur résume une discussion récente entre MM. Maurer et Amsler-Laffon.

Voici d'abord les faits qu'il s'agit d'expliquer :

Un observateur, regardant les Alpes éclairées par le soleil couchant, voit les teintes des rochers et des neiges se colorer en tons jaune d'or et pourpre pendant que le soleil se couche derrière lui ; ces tons virent de plus en plus au rouge à mesure que le soleil s'abaisse et ils diminuent d'éclat en s'élevant sur les flancs des montagnes ; enfin les sommets luisent seuls encore, puis toute teinte jaune ou rose disparaît. Aussitôt après cette disparition de l'éclairage direct, la montagne paraît pâle, les tons des rochers sont d'un gris verdâtre, la neige est d'un blanc mat. Mais il arrive *quelquefois* que la montagne s'éclaire de nouveau au bout d'un nombre de minutes variable avec l'altitude; elle reprend une teinte rose plus foncée que celle due au coucher du soleil, mais assez brillante. Cette teinte disparaît comme la première en quittant en dernier lieu les sommets. Dans quelques cas très rares, après un affaiblissement de la recoloration, il y a un nouvel accroissement de lumière, plus pourpre encore que le précédent, moins intense et plus diffus. Ce sont ces phénomènes de *recoloration* (*Nachglühen*) qu'il s'agit d'expliquer.

Pendant que se passent les phénomènes décrits ci-dessus, les teintes caractéristiques du coucher du soleil se produisent à l'occident. Notons en particulier que, lorsque le soleil est à 4° ou 5° au-dessous de l'horizon, une coloration pourpre vient se souder à la coloration jaune de la région du ciel où le soleil a disparu. Cette coloration pourpre est très éclairante : elle colore en rouge les objets placés devant l'observateur qui tourne le dos au soleil, et elle coïncide en général avec la recoloration des sommets neigeux qui, d'après M. Maurer [1] et la plupart des savants, n'aurait pas d'autre origine.

M. Amsler [2] explique le phénomène de la seconde coloration par une action directe des rayons solaires. Il admet que, lorsque l'air a été fortement échauffé, il peut exister un décroissement de tempé-

---

[1] J. Maurer, Amsler's Theorie des Alpenglühens und ihre Wiederlegung. *Meteorologische Zeitschrift*, t. XII; 1895.

[2] Amsler-Laffon, Ueber das Alpenglühen. *Viertelj. der Züchet naturf. Gesell.* t XXXIX, p. 221; 1894. — Zu der Abh. der Herrn Maurer. *Société Helvétique des Sc. nat.*; 1895.

rature assez rapide pour que l'indice de réfraction de l'air augmente à mesure que l'on monte. Si cette disposition des couches atmosphériques est réalisée à l'instant du coucher du soleil, il en résulte pour les régions basses un coucher de soleil anticipé et l'obscurité qui l'accompagne s'élève graduellement le long du flanc des montagnes. Le refroidissement de l'air intervenant, les rayons solaires pourront rentrer dans la région déjà envahie par l'ombre; ils produisent ainsi le phénomène de la recoloration. A l'appui de son observation M. Amsler cite une observation de réapparition du soleil après un coucher apparent. Cette observation a été renouvelée depuis par M. Hefti Ruch, depuis le Rigi Kaltbad.

Les deux explications paraissent acceptables; l'explication ancienne, qui fait dépendre la recoloration des Alpes d'un phénomène général, doit convenir dans la plupart des cas; la nouvelle, qui invoque un phénomène local, conviendra dans des cas plus rares. De nouvelles observations paraissent néanmoins nécessaires pour fixer la part qu'il convient de faire à chacune d'elles. E. Bouty.

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

### Wiedemann's Annalen.

T. LVIII; n° 3, 1896.

L. Sohncke. — *Fluorescence polarisée; contribution à la théorie cinétique des corps solides*, p. 417.

F. Paschen. — *Sur des phénomènes réguliers dans les spectres des solides*, p. 455.

A. Pfluger. — *Sur les indices de réfraction des métaux à diverses températures*, p. 493.

G. Schwalbe. — *Sur les propriétés électriques des vapeurs qui s'élèvent de liquides électrisés*, p. 500.

F. Kohlrausch. — *Sur les mesures de résistance d'électrolytes par le dynamomètre, au moyen des courants alternatifs*, p. 514.

W. Duane. — *Sur une action amortissante exercée par le champ magnétique sur des isolateurs tournants*, p. 517.

A. Kohn. — *Recherches sur des corps magnétiques doux et durs*, p. 527.

M. Wien. — *Bobines unités de self-induction*, p. 553.

A.-H. Bucherer. — *Action du magnétisme sur la force électromotrice*, p. 564.

W.-J. Waggener. — *Sur la mesure de la température des flammes au moyen d'éléments thermo-électriques; notamment sur la température du brûleur de Bunsen brûlant au bleu*, p. 579.

L. Boltzmann. — *Sur l'énergétique*, p. 595.

M. Tœpler. — *Sur la diffusion des gaz*, p. 599.

# TABLE DES MATIÈRES.

## SEPTEMBRE 1896.



Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : J. Deslis.

# JOURNAL
# DE PHYSIQUE
## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — OCTOBRE 1896.**


PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.


Toutes les réclamations doivent être adressées à M. **Brisse**, rue Vauquelin, 18, à Paris

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemark, de Hollande, d'Italie, de Nor-

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-quatre premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, 1895, se vendent séparément.............................................. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

*Prix pour un an* (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale.......... 15 fr.
Autres pays .............................................. 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.



(*Voir* la suite page 3.)

**SUR L'ENTRETIEN DU MOUVEMENT DU PENDULE SANS PERTURBATIONS;**

Par M. G. LIPPMANN.



On sait qu'un pendule attelé à une horloge n'oscille pas avec la même régularité que s'il demeurait libre : les forces de frottement et les impulsions transmises au pendule par l'ancre qui lui est attachée modifient son mouvement et produisent des perturbations toujours appréciables.

Dans les horloges de précision on a recours à un palliatif : par une construction habile du rouage on arrive à rendre la perturbation sensiblement constante et à retrouver une marche sensiblement uniforme à une fraction de seconde près par jour. Ce résultat fait honneur aux constructeurs. Il semble même que l'efficacité du palliatif ait fait négliger de chercher le remède, c'est-à-dire la suppression des perturbations. Le présent travail a pour objet de montrer que cette suppression est possible ; qu'il serait peut-être même plus facile de faire disparaître les perturbations que de les maintenir constantes.

Si petites que soient les perturbations qui subsistent encore dans les horloges en usage dans les observatoires, il serait important de les faire disparaître. Ces perturbations, en effet, sont irrégulières, et l'on ne possède point de méthode physique pour les déterminer. On se borne à observer fréquemment l'heure du passage des étoiles au méridien, en faisant toutes les corrections instrumentales dues à l'instrument du passage, et en admettant que le mouvement diurne est rigoureusement uniforme. Si l'heure du passage ainsi calculée diffère de l'heure observée, on met la différence, toujours très petite d'ailleurs, sur le compte des perturbations de l'horloge. On aboutit ainsi à englober et à dissimuler en un terme unique les erreurs résiduelles dues à l'imperfection des diverses corrections précédentes, dues à l'équation personnelle, aux flexions de la lunette, au déplacement des piliers, etc.

Il est donc utile d'éliminer l'influence des prétendues perturbations de l'horloge, en construisant une horloge sans perturbation et, en même temps, en contrôlant, par une méthode purement physique et non plus astronomique, la régularité de marche de l'horloge. Il y a là deux problèmes distincts, dont le premier seul doit nous occuper aujourd'hui.

Les irrégularités de marche d'une horloge sont dues aux forces, qui agissent sur le pendule, transmises par l'ancre dont il est solidaire. Le pendule n'étant plus soumis à la seule action de la pesanteur, la loi de son mouvement est changée. Cette loi devient dès lors très complexe, et la valeur de la période dépend des particularités du mécanisme. Pour annuler les perturbations, il faut supprimer l'ancre, laisser le pendule libre, et entretenir son mouvement par une série d'impulsions instantanées convenablement appliquées.

La grandeur de chaque impulsion est déterminée, puisqu'il faut qu'elle compense l'amortissement $\mu$ du pendule; $\mu$ est la fraction dont diminuerait l'amplitude pendant une oscillation simple, si le pendule était abandonné à lui-même. Si l'on a donné T la période, $a$ l'amplitude constante que l'on veut maintenir, et $y$ l'angle que fait le pendule avec la verticale au moment où se produit l'impulsion, le problème est entièrement déterminé.

L'effet d'une impulsion est, non pas de faire varier la loi de l'oscillation, mais de changer brusquement la phase et, par conséquent, d'augmenter ou de diminuer la durée de l'oscillation de la quantité $\theta$. L'analyse indique que la valeur de $\theta$ est donnée par l'équation :

$$(1) \qquad \theta = \frac{2\pi}{T}\frac{y}{a}\mu.$$

Pour démontrer cette formule, portons, sur deux axes rectangulaires, en abscisses les temps, en ordonnées les élongations d'un pendule libre. La courbe figurative du mouvement est $TMT_1$, très peu différente d'une sinusoïde (*fig.* 1). Une force instantanée agissant en A change la trajectoire du point figuratif qui, à partir de ce

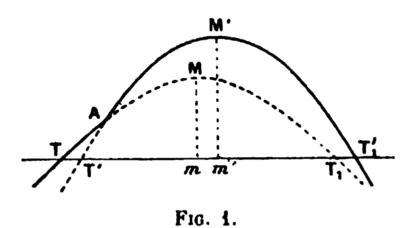


Fig. 1.

moment, parcourt l'arc $AM'T'_1$ d'une courbe dont les ordonnées sont $1 + \mu$ fois plus grandes que celles de la première; $\mu$ étant l'amor-

tissement. Tout se passe donc, à partir du point A, comme si le pendule avait passé par la verticale au moment T′ différent de T : la perturbation est le retard mesuré par TT′.

Déplaçons la courbe M′ parallèlement à elle-même, d'une quantité égale à TT′, de façon que les points T′, $T'_1$ se confondent avec T, $T_1$ (*fig.* 2). Dès lors le point A de la première figure se dédouble en une corde AA′ égale à TT′. Les deux courbes de la (*fig.* 2) étant tracées, il suffit de mener une droite d'ordonnée $y$ pour construire la perturbation qui correspond à une impulsion qui a lieu à la distance $y$ de la verticale; cette perturbation est mesurée par la lon-

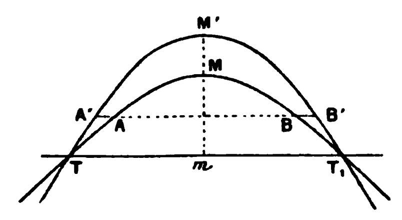



FIG. 2.

gueur du segment A′A intercepté. Le second segment BB′, égal et de sens contraire au premier, représente la perturbation à la descente.

L'expression de la perturbation s'obtient par un calcul très simple. Il suffit d'écrire l'expression de l'élongation du pendule amorti ; de développer le second membre en série, afin de négliger les termes du second degré par rapport au temps $t$; enfin, de différentier l'expression de $t$ par rapport à l'amplitude $a$. On obtient ainsi pour $\theta$ l'expression (1).

Le théorème exprimé par l'équation (1) comporte plusieurs corollaires :

1° On voit que $\theta$ s'annule avec l'amortissement $\mu$, auquel il est proportionnel. Or, quand le pendule est libre, l'amortissement est des centaines de fois plus petit que quand il entraîne une ancre.

2° Pour $y = 0$, $\theta = 0$, c'est-à-dire que la perturbation est nulle quand l'impulsion a lieu au moment du passage par la verticale. Cette proposition est connue depuis longtemps : elle a été, en particulier, démontrée par M. Marcel Deprez dans un cours du Collège de France. De plus, elle a été aperçue et appliquée par lord Kelvin. Ce physicien a construit une horloge qui marche depuis dix ans et dans laquelle un pendule entièrement libre est entretenu par des

impulsions qui ont lieu au moment du passage par la verticale. Cette horloge n'a pas encore été essayée dans un observatoire. Il est probable qu'elle fonctionnera sans perturbations appréciables.

Il résulte du raisonnement donné plus haut que $\theta$ a un signe : $\theta$ représente un accroissement de la durée d'oscillation quand l'impulsion a lieu à la montée du pendule, c'est-à-dire pendant qu'il s'éloigne de la verticale ; $\theta$ est une diminution, au contraire, quand l'impulsion a lieu à la descente. Si la valeur de $y$ est la même dans les deux cas, $\theta$ change de signe sans changer de valeur, d'où la proposition suivante :

*Si, en passant par une même position, le pendule reçoit deux impulsions successives égales à la montée et à la descente, la somme algébrique des perturbations produites est rigoureusement nulle.*

Par quels dispositifs peut-on réaliser une série d'impulsions instantanées, égales, s'exerçant sur un pendule en un point déterminé de sa course?

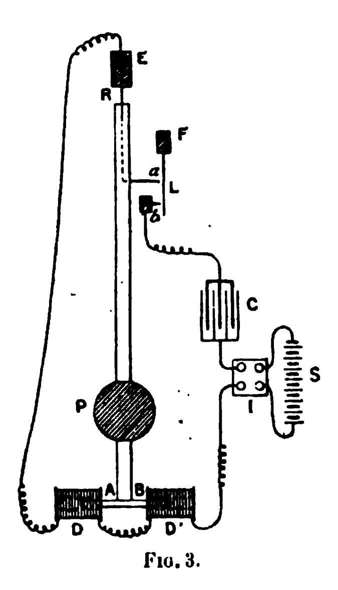



Fig. 3.

Le dispositif électrique que j'ai réalisé et qui fonctionne régulièrement est représenté par la figure théorique (*fig.* 3). Les actions utilisées sont, non pas des courants en circuit fermé, mais des charges et décharges d'électricité statique.

Un condensateur C (microfarad) est mis périodiquement en rela-

tion avec les pôles d'une pile ouverte S. Il se charge à refus, d'une manière sensiblement instantanée. Un inverseur I, qui fonctionne périodiquement, intervertit les communications avec la pile S et, par suite, le signe de la charge du condensateur. Les charges et décharges ainsi produites traversent les bobines D et D', à l'intérieur desquelles est suspendu le barreau aimanté AB fixé au pendule. Le système du barreau mobile dans une bobine a été employé, on le sait, par M. Cornu. Ce barreau reçoit donc une série d'impulsions alternativement positives et négatives, de même durée que les charges et décharges statiques qui leur donnent naissance.

Le moment du phénomène est déterminé par le contact d'un doigt métallique *a*, fixé au pendule, avec un ressort L, qui est un léger fil de platine. L bat contre le contact fixe *b*, et forme pont entre les contacts *a* et *b*, fermant ainsi le circuit de charge C*ba*REDD'. Le moment de cette fermeture est parfaitement déterminé ; c'est celui où il y a contact à la fois en *a* et *b* ; à ce moment, le moindre recul du pendule vers la gauche empêche le contact en *a*, son moindre mouvement vers la droite empêche le contact en *b*, de sorte qu'à l'aller et au retour le pont fonctionne pour la même position du pendule.

La précision est d'autant plus grande que le ressort L est un mince fil de platine qui produit des contacts très légers (1).

L'égalité des impulsions, alternativement positives et négatives, est assurée ; en effet, la grandeur de chaque impulsion ne dépend que de la quantité d'électricité mise en jeu ; la qualité des contacts, la résistance du circuit n'interviennent pas ; la force électromotrice de la pile et la capacité du condensateur sont seules en cause. Or, ces éléments ne varient pas pendant une seconde, et surtout leur valeur moyenne, pendant une série de secondes d'ordre pair, est certainement la même que pendant les secondes intercalaires d'ordre impair.

---

(1) La figure 3, purement théorique, montre, pour plus de clarté, les contacts *a* et *b* ouverts à la fois. En réalité, le fil L ferme toujours par élasticité le contact L, sauf quand il est lui-même touché et soulevé en *a*. Une vis micrométrique permet de déplacer horizontalement le contact fixe *b* ; on le règle de façon qu'il se produise quand le pendule est vertical. Enfin, la portion du fil L qui sert de pont entre *a* et *b* est assez réduite pour que cet élément de longueur du fil puisse être regardé comme inflexible.

Comme source S, à potentiel constant, j'ai utilisé une prise de lampe à incandescence sur les fils du secteur (110 volts). Par suite, la valeur moyenne du courant utilisé était de $2 \times 0^{amp},000110$.

Il n'y a pas d'étincelles de rupture, car, le condensateur se chargeant à refus, l'équilibre électrique s'établit, et la rupture a lieu sur un circuit sans courant.

Un dispositif plus simple que le précédent, mais un peu moins parfait, parce que les valeurs de $y$ ne sont pas rigoureusement les mêmes à la montée et à la descente, est représenté (*fig.* 4.) Un fil élastique $f$ attaché au pendule touche successivement deux contacts

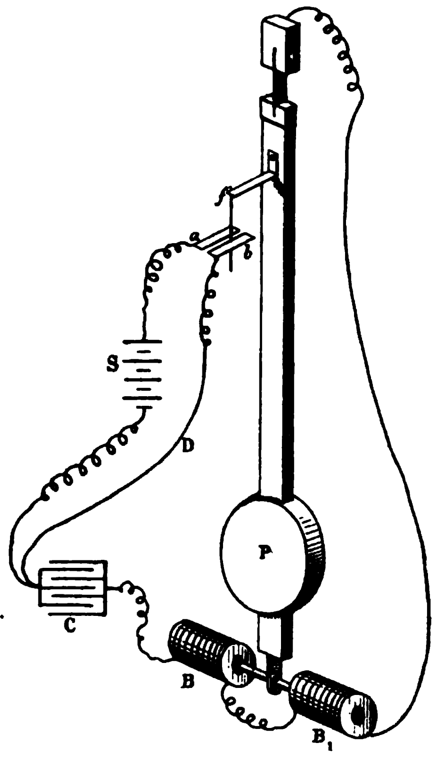



Fig. 4.

$a$ et $b$. Lorsqu'il touche $a$, il introduit une pile S' entre les armatures du condensateur C ; lorsqu'il touche $b$, un fil de décharge est substitué à la pile. Les charges et décharges ainsi produites passent par les bobines B, $B_1$. Il faut que les contacts $a$ et $b$ soient infiniment près de toucher le fil $f$ en même temps. L'élasticité du fil s'ajoute à celle du ressort de suspension ; c'est une constante indépendante des impulsions qui entretiennent le mouvement.

## RECHERCHES SUR L'AIMANTATION DE LA MAGNÉTITE CRISTALLISÉE (1);

Par M. Pierre WEISS.

### INTRODUCTION.

Des quatre corps qui forment le petit groupe des substances fortement magnétiques : le fer, le nickel, le cobalt et l'oxyde de fer magnétique $Fe^3O^4$, le dernier se trouve dans la nature en cristaux de dimensions souvent considérables appartenant au système cubique. Il m'a paru intéressant de rechercher, sur cet exemple, l'influence que pourrait exercer l'orientation des particules élémentaires dans un corps cristallisé sur cet autre phénomène d'orientation qu'est probablement l'aimantation.

La magnétite compacte a été l'objet d'un certain nombre de recherches. Steinmetz (2) a donné le tracé de quatre cycles d'aimantation. Mais on ne possède presque aucun renseignement sur l'aimantation de la magnétite cristallisée. M. H. du Bois (3) a déduit incidemment de l'étude du phénomène magnéto-optique de Kerr une valeur de l'aimantation à saturation perpendiculaire à la face de l'octaèdre; mais la méthode qu'il emploie ne peut rien apprendre sur l'aimantation en-deçà de la saturation.

Parmi les cristaux que j'ai eus à ma disposition, j'ai pu tirer parti :

1° D'octaèdres du Zillerthal, dans le Tyrol ;

2° De dodécaèdres des gisements classiques de Traverselle et de Brozzo, dans le Piémont.

Toutes les faces de ces derniers cristaux sont couvertes de stries parallèles à la grande diagonale du losange, dont la régularité garantit l'orientation uniforme de la matière.

Plusieurs des échantillons dont j'ai disposé étaient d'une pureté et d'une homogénéité très satisfaisantes dans l'étendue de fragments de plusieurs centimètres, notamment un cristal de Brozzo, sur lequel a été faite la série la plus complète des mesures.

Dès les premières expériences, je me suis aperçu que l'aimanta-

(1) Résumé d'un mémoire plus étendu, qui a paru dans l'*Éclairage électrique* ; 1896.

(2) Steinmetz, *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. IX, p. 671; 1892.

(3) H. du Bois, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXIX, p. 301; 1890.

tion n'était pas la même pour des directions différentes par rapport aux axes cristallographiques, contrairement à ce qui a lieu dans les phénomènes optiques, pour lesquels les cristaux cubiques sont isotropes. J'ai alors eu recours à deux procédés différents pour étudier les variations de l'aimantation avec la direction. D'abord, j'ai employé des prismes taillés suivant les directions des axes quaternaire, binaire et ternaire, sur lesquels j'ai pu déterminer avec précision les courbes représentant les valeurs que prend l'aimantation pour des champs variant dans des limites très étendues. Puis, j'ai opéré sur des disques, au moyen desquels j'ai étudié les valeurs de l'aimantation en fonction de la direction dans un champ extérieur de grandeur constante et d'orientation variable.

## A. — Expériences sur les prismes.

### 1° *Principe de la méthode de mesure.*

Que les mesures d'aimantation soient faites par la méthode magnétométrique ou par la méthode balistique, leur principale difficulté réside dans la détermination du champ résultant du champ extérieur et du champ démagnétisant produit par le corps lui-même. On a recours, pour vaincre cette difficulté, à certaines formes particulières du corps, telles que le tore, le cylindre très long par rapport à son diamètre, ou l'ellipsoïde, pour lesquelles le champ démagnétisant est nul ou calculable.

Il était difficile, par suite de la petitesse des échantillons de magnétite, de se placer dans ces conditions. Je me suis servi de la méthode balistique, en la modifiant de façon à mesurer le champ directement, comme l'aimantation, par une impulsion du galvanomètre. Elle permet alors de se servir des baguettes relativement courtes que l'on peut tailler facilement dans les cristaux de magnétite par les procédés des opticiens.

Supposons que le corps aimanté et le champ magnétisant aient un plan de symétrie commun coupant normalement les lignes de force et la surface du corps et qu'il n'y ait dans le voisinage de ce plan de symétrie de variation brusque ni de la section du corps, ni du champ magnétique.

Quand on traverse la surface d'un corps aimanté, la composante du champ tangentielle à la surface est continue. Dans le plan de symé-

trie, cette composante tangentielle existe seule ; on pourra donc, dans ce plan, identifier, avec une certaine approximation, le champ à l'intérieur du corps avec le champ extérieur mesuré dans le voisinage immédiat de la surface. Pour faire cette mesure, j'ai placé la baguette de magnétite avec la bobine induite qui l'entoure dans un champ magnétique variable. Cette bobine induite est composée de deux parties de même nombre de tours de fil, la première aussi rapprochée que possible de la surface du corps, et la deuxième entourant la première à une certaine distance. Les deux parties étant accouplées dans le même sens, une impulsion du galvanomètre balistique mesure le flux total traversant la bobine, c'est-à-dire, à une correction près, l'intensité d'aimantation ; puis, le sens de la bobine intérieure étant renversé, l'ensemble des deux bobines est équivalent à une bobine unique, dont la section est l'espace annulaire compris

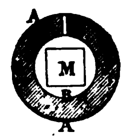


Fig. 1.

entre les deux bobines. Dans la (*fig.* 1), A et B représentent schématiquement les parties extérieure et intérieure de la bobine, et M, la magnétite. La section efficace dans cette deuxième partie de l'expérience est la surface couverte de hachures. Une nouvelle impulsion donne alors le flux passant dans cette région annulaire, c'est-à-dire le champ dans le voisinage immédiat du corps.

J'ai employé cette méthode de la double bobine dans des champs inférieurs à 500 unités, que l'on peut aisément obtenir avec des bobines sans fer, mais elle est beaucoup plus générale et permet de produire le champ avec des électro-aimants, sans qu'il soit nécessaire de s'occuper de la loi d'aimantation des pièces en fer. On pourrait ainsi étudier facilement les variations cycliques de l'aimantation dans des champs de plusieurs milliers d'unités, expériences qui n'ont encore été faites par aucune méthode précise.

Mais cette méthode n'est correcte que si l'assimilation du champ dans le voisinage du corps au champ extérieur est légitime ; on doit donc soumettre l'uniformité du champ à une discussion dans chaque cas particulier.

Il y a un cas assez général où l'on peut prévoir que la méthode se trouvera en défaut, c'est celui où le champ démagnétisant annule à peu de chose près le champ extérieur, comme cela arrive pour les cylindres en fer gros et courts. Le champ mesuré est alors la différence de deux champs à peu près égaux et dont les écarts de l'uniformité ne suivent, en général, pas la même loi et peuvent prendre une valeur prépondérante par rapport au champ résultant.

On peut porter remède à cet inconvénient en prolongeant les cylindres courts sur lesquels on opère par des pièces de fer placées symétriquement aux deux extrémités, dont l'effet est de diminuer le champ démagnétisant ou même de changer son signe, de sorte que le champ résultant est une somme, au lieu d'être une différence.

La (*fig.* 2) montre de quelle manière cette double bobine a été réalisée expérimentalement. Les appareils qu'elle représente sont placés dans une forte bobine, au moyen de laquelle on obtient facilement un champ de 500 C. G. S. La magnétite MM est entourée de la double bobine *d*, composée de deux parties de 500 tours chacune. Aux points P, P′, la magnétite se raccorde avec les cylindres en fer F, F′.

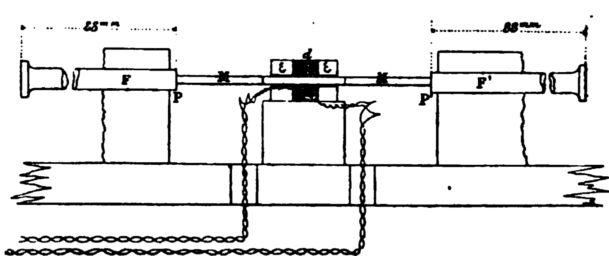



Fig. 2. — Magnétite et bobine induite.

Le barreau de magnétite n'était jamais composé d'une seule pièce, mais d'une partie centrale assez longue pour placer les joints bien au dehors de la bobine et de prolongements symétriques taillés dans le même cristal suivant la même orientation. Les surfaces terminales, dressées avec soin, assuraient une continuité magnétique suffisante.

Le galvanomètre employé dans les mesures balistiques est l'instrument à aiguilles verticales qui a été décrit antérieurement dans ce recueil ([1]).

([1]) *Journ. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 212; 1895.

## 2° *Résultats.*

Je ne résumerai ici que les expériences sur la magnétite de Brozzo, qui sont les plus complètes. Les courbes T, B, Q, de la figure 3 représentent l'intensité d'aimantation en fonction du champ pour les directions de l'axe ternaire, binaire et quaternaire, mesurée sur des prismes parallèles à ces trois directions, tirés d'*un même cristal.*

Dans la plus grande étendue de la courbe, l'aimantation dans la direction de l'axe ternaire est maxima ; elle est très voisine de l'aimantation suivant l'axe binaire, tandis que l'aimantation suivant

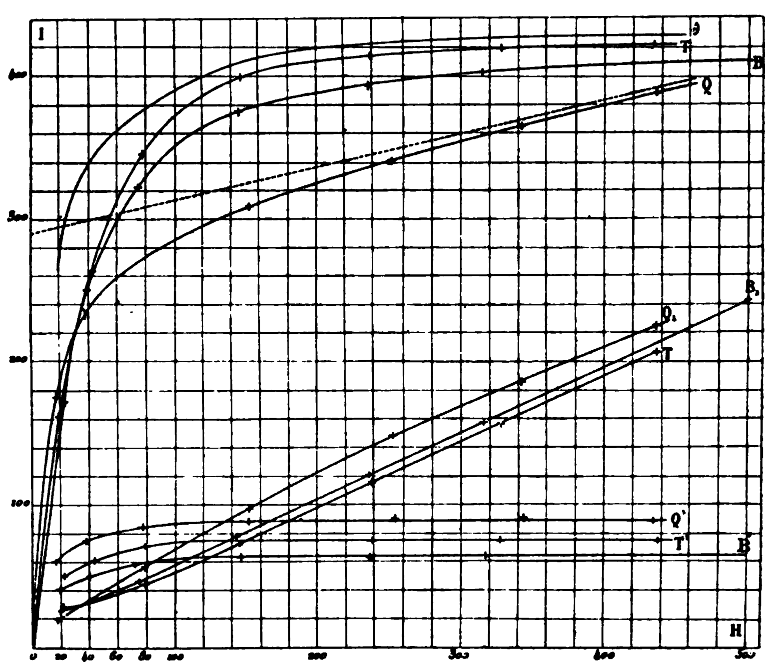



Fig. 3. — Courbes d'aimantation de la magnétite de Brozzo.

| 1° Aimantation totale | | | | 2° Aimantation résiduelle | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Courbe | T | direction de l'axe | ternaire | Courbe | T' | direction de l'axe | ternaire |
| » | B | » | » binaire | » | B' | » | » binaire |
| » | Q | » | » quaternaire | » | Q' | » | » quaternaire |
| » | θ | Voir le texte. | | | | | |

3° $\frac{H}{I}$ en fonction de H

Courbe $T_1$ direction de l'axe ternaire
» $B_1$ » » binaire
» $Q_1$ » » quaternaire

l'axe quaternaire est nettement inférieure; les trois courbes ont leur maximum d'écartement pour un champ voisin de 150 unités, pour lequel les ordonnées sont à peu près comme

$$15 : 18 : 19.$$

Elles se coupent dans le voisinage de $H = 16$ et se placent dans l'ordre inverse entre cette valeur de H et zéro. Cette particularité ne se retrouve pas dans tous les échantillons. Pour la magnétite du Tyrol que j'ai étudiée, les courbes se placent dans le même ordre, dans les champs élevés, et ne se coupent pas dans le voisinage de l'origine.

Les deux courbes T et B ont la forme habituelle des courbes d'aimantation des métaux fortement magnétiques. La courbe Q, au contraire, s'en distingue en ce qu'au lieu d'une asymptote horizontale, comme les deux autres, elle semble avoir une asymptote *inclinée* d'un angle $\alpha$, tel que $\operatorname{tg} \alpha = 0{,}235$ environ.

Plusieurs auteurs ont montré que, pour les différentes variétés de fer, l'approche de la saturation se fait suivant une branche de courbe hyperbolique.

Les courbes $T_1$, $B_1$, $Q_1$ (*fig.* 3), représentent l'inverse $\frac{1}{k}$ de la susceptibilité magnétique en fonction de H pour les directions des axes ternaire, binaire, quaternaire. Les deux premières se confondent avec des droites à partir de $H = 120$ C. G. S. L'inverse du coefficient angulaire de ces droites est égal à la valeur de l'aimantation à saturation; on trouve ainsi: 437 et 432, valeurs identiques, eu égard aux erreurs d'expérience et aux impuretés possibles de la matière. La courbe correspondant à l'axe quaternaire ne permet pas une semblable extrapolation. Mais il est vraisemblable que l'aimantation tend aussi vers la même valeur.

### 3° *Hypothèse sur la structure de la magnétite.*

Nous pouvons rendre compte des différentes particularités présentées par ces courbes par l'hypothèse suivante. Imaginons un cristal composé de trois systèmes de lames parallèles aux faces du cube séparées par des couches d'une substance non magnétique. Ces lames s'entrecroisent et constituent une sorte de réseau cubique,

dans lequel les plans qui limitent la maille sont magnétiques, et l'intérieur de la maille, non magnétique.

Si l'on aimante le corps ainsi composé parallèlement à son axe ternaire, les trois systèmes de lames font avec la direction de l'aimantation des angles de 35° 16′, et l'ensemble se comporte pour cette direction comme une substance homogène.

Le champ étant dirigé suivant l'axe binaire, deux des systèmes de lames sont inclinés à 45° sur cet axe et sont dans des conditions un peu moins favorables à l'aimantation que dans le cas précédent. Le troisième système, au contraire, contient l'axe binaire et s'aimante facilement.

Pour l'aimantation parallèle à l'axe quaternaire, deux des systèmes contiennent la direction de l'aimantation; le troisième, au contraire, lui est perpendiculaire et s'aimante avec une extrême difficulté, et son aimantation sera sensiblement proportionnelle au champ. On doit donc s'attendre à trouver pour l'aimantation parallèle à l'axe quaternaire une courbe résultant de la sommation des ordonnées d'une première courbe correspondant aux $\frac{2}{3}$ de la matière placée dans des conditions de facile aimantation et d'une deuxième droite représentant l'aimantation du dernier tiers de la matière. Cette courbe résultante aura donc une asymptote inclinée dont l'ordonnée à l'origine est égale aux $\frac{2}{3}$ de l'aimantation à saturation. Cette condition semble remplie par la courbe expérimentale Q (*fig.* 3). L'ordonnée à l'origine de la ligne figurant l'asymptote hypothétique est :

$$290 = \frac{2}{3} \cdot 435.$$

Comme contrôle de cette hypothèse, on peut déduire des courbes expérimentales la courbe de la substance placée dans les conditions de plus facile aimantation. Il suffit de retrancher, dans la courbe Q, la partie de l'aimantation proportionnelle au champ donnée par l'asymptote et de multiplier la différence par 3. On obtient ainsi la courbe 0 (même figure), qui, comme cela devait être, est au-dessus de la courbe représentant l'aimantation parallèle à l'axe ternaire et semble tendre vers la même aimantation à saturation que celle-ci.

On conçoit que si, dans les directions parallèles aux axes binaire et ternaire, la magnétite se comporte sensiblement comme une subs-

tance homogène, la loi linéaire :

$$\frac{1}{k} = a + b\mathrm{H},$$

soit observée.

Supposons que, pour l'aimantation parallèle à l'axe quaternaire, les $\frac{2}{3}$ de la substance obéissent à la formule :

$$\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{I}} = a + b\mathrm{H}.$$

Pour le troisième tiers, dont l'aimantation est proportionnelle au champ, on aurait :

$$\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{I'}} = \frac{1}{k'} = a',$$

et pour l'ensemble :

$$\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{I} + \mathrm{I'}} = \frac{1}{\frac{1}{a + b\mathrm{H}} + \frac{1}{a'}}.$$

Cette formule hyperbolique correspond bien à la courbure *concave* du côté de l'axe des abscisses de la courbe $Q_1$.

La (*fig.* 3) contient encore les courbes représentant l'aimantation résiduelle pour les trois directions des axes. Elle est sensiblement constante à partir de H = 150 C. S. G. Elle est maxima pour l'axe quaternaire, minima pour l'axe binaire. Ceci ne semble pas être en contradiction avec notre hypothèse sur la structure de la magnétite

On peut, avec le coefficient angulaire de l'asymptote de la courbe Q, calculer le rapport de l'épaisseur des feuillets magnétiques que nous avons imaginés à celle de la matière non magnétique interposée. Nous pouvons, avec une approximation suffisante, supposer que toute la résistance magnétique réside dans les intervalles non magnétiques. Soient $\gamma$ l'épaisseur de la matière magnétique par unité d'épaisseur totale, et $\rho$ la résistance magnétique apparente de l'ensemble ; on a :

$$\rho = 1 - \lambda,$$

mais :

$$\rho = \frac{1}{1 + 4\pi k},$$

et :

$$k = 0{,}235,$$

d'où :

$$\lambda = 0,75.$$

Cette épaisseur de la matière magnétique, bien supérieure à celle des intervalles non magnétiques, rend impossible l'enchevêtrement des trois systèmes de lames, en leur conservant des propriétés indépendantes. Nous ne pouvons donc considérer la structure hypothétique que comme équivalente *qualitativement* à la structure réelle.

Pour les détails concernant l'application de la méthode balistique, je renvoie le lecteur au mémoire original.

### B. — Expériences sur les disques.

#### 4° *Principe de la deuxième méthode de mesure.*

Les expériences précédentes ne portent que sur les directions des axes de symétrie du cristal. Il était désirable d'avoir des renseignements sur l'aimantation dans d'autres directions. De plus, on peut objecter à ces expériences que l'identité absolue de la matière n'est pas démontrée, bien que des barreaux de différentes orientations aient été taillés dans le même cristal présentant de grandes garanties d'homogénéité.

J'ai pu mesurer l'aimantation en dehors des axes et comparer sa valeur dans différentes directions sur le même échantillon en employant des disques de magnétite.

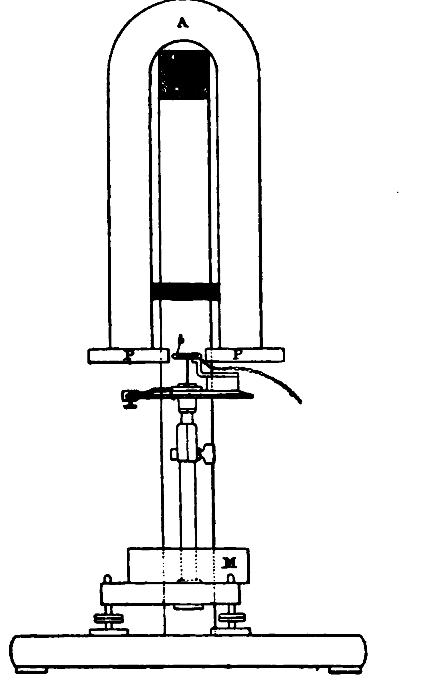
La méthode employée est encore une forme de la méthode balistique. Les impulsions du galvanomètre mesurent les variations du flux d'induction traversant une bobine induite unique entourant le disque suivant un diamètre.

L'appareil qui a servi dans ces mesures est représenté dans les (*fig.* 4 et 5). Le disque de magnétite est collé avec un peu de cire sur un disque de laiton de même diamètre supporté par une petite tige fixée dans l'axe de la plateforme d'un goniomètre de Babinet. Les angles de rotation de la plateforme sont mesurés au moyen d'une alidade dont l'excursion est limitée par deux butoirs.

La bobine induite $b$ (*fig.* 5) se compose de deux parties de 40 tours, laissant passer entre elles la tige qui supporte le disque. Elles sont reliées par un support flexible en plomb, permettant les réglages, à la pièce qui, dans le goniomètre, porte la lunette. On fixe cette pièce

ou on limite sa course par deux autres butoirs, et les angles dont elle tourne sont lus sur le cercle divisé.

Un grand aimant A (*fig.* 4) en fer à cheval est suspendu au-dessus du goniomètre et porte, par simple attraction magnétique, deux pièces polaires P en fer doux qui produisent un champ sensiblement uniforme dans toute l'étendue du disque. Ce champ a été mesuré par le galvanomètre balistique au moyen d'une bobine composée de trois tours de diamètre exactement connu et a été trouvé égal à 353 unités. Une masse de plomb M donne la stabilité nécessaire à l'appareil.



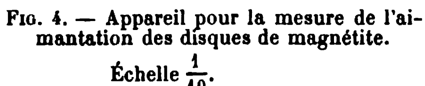



Fig. 4. — Appareil pour la mesure de l'aimantation des disques de magnétite.

Échelle $\frac{1}{10}$.

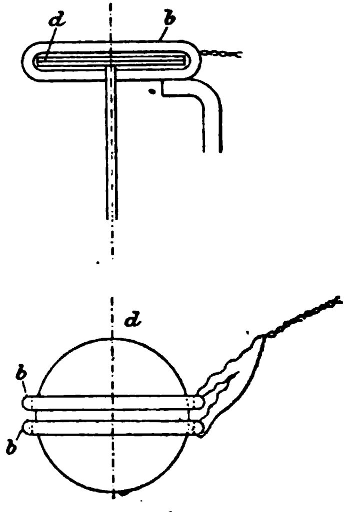



Fig. 5. — Grandeur naturelle.

Pour ne pas perdre de vue l'importance relative des différences d'aimantation par rapport à l'aimantation totale, j'ai cherché à déterminer la valeur de cette dernière avec la même unité que ces différences, pour un rayon arbitrairement choisi.

La sensibilité du galvanomètre étant réduite dans un rapport déterminé expérimentalement, et le disque étant fixé de façon à faire coïncider un maximum ou un minimum d'aimantation avec le champ, on fait tourner brusquement la bobine de 180° à partir de la position où elle est traversée par le flux maximum. On mesure ainsi deux fois le flux total.

On fait ensuite la même mesure après avoir enlevé le disque de magnétite. On a ainsi le flux HS′, provenant du champ extérieur H traversant la bobine d'aire S′. La différence des deux mesures donne l'intensité correspondant au rayon origine.

Ces déterminations préliminaires faites, on opère comme il suit : le plan des spires de la bobine étant réglé perpendiculairement au champ magnétique, on cherche par tâtonnements quelles sont les positions pour lesquelles le galvanomètre balistique ne donne aucune impulsion quand on fait tourner le disque d'un très petit angle. La grande sensibilité du galvanomètre permet de déterminer, par cette méthode de zéro, la position des maxima et des minima d'aimantation.

Puis, on fait décrire au disque toute la portion de la circonférence qui n'est pas rendue inaccessible par le support de la bobine, c'est-à-dire près de 300°, en passant brusquement d'un maximum ou minimum au minimum ou maximum suivant. On note l'impulsion correspondante. La somme algébrique de ces impulsions donne alors la différence entre un maximum ou un minimum quelconques et le rayon vecteur origine.

La précision des observations est suffisante pour permettre d'additionner un grand nombre d'impulsions sans craindre de trop augmenter les erreurs par leur accumulation. D'ailleurs, l'égalité des rayons vecteurs distants de 180° constitue une bonne vérification des mesures.

Le détail du tracé de la courbe représentant l'aimantation en fonction de la direction est ensuite arrêté par la mesure de la différence entre les rayons vecteurs d'un certain nombre de points intermédiaires et les maxima et minima voisins.

### 3° *Composante de l'aimantation perpendiculaire au champ.*

Pour les expériences sur les barreaux taillés parallèlement aux axes de symétrie du cristal, il est naturel de penser que la direction

de l'aimantation est celle du champ magnétisant parallèle au barreau. Les mêmes raisons de symétrie n'existent pas quand on aimante un disque suivant un azimut quelconque. Les expériences décrites ci-dessus ne mesurent, par conséquent, pas l'aimantation totale, mais la composante de l'aimantation perpendiculaire au plan des spires de la bobine. Dans le cas général, il y a une composante normale au champ située dans le plan du disque et une composante normale au disque. Je n'ai pas tenu compte de cette dernière, dont l'influence est négligeable (1).

Quant à la composante perpendiculaire au champ située dans le plan du disque, je l'ai déterminée en plaçant le plan des spires de la bobine parallèlement au champ et en opérant comme pour la composante principale.

Il résulte de la discussion de l'influence du champ démagnétisant (2) que l'aimantation normale peut être trouvée de $\frac{1}{10}$ environ trop faible par rapport à l'aimantation parallèle au champ.

## 6° *Résultats.*

Je ne donnerai que les résultats concernant la magnétite de Brozzo. Ils ont été pleinement confirmés par l'étude d'un certain nombre de disques de magnétite de Traverselle.

J'ai opéré sur six disques de 20 millimètres de diamètre et de $0^{mm},3$ d'épaisseur taillés dans la magnétite de Brozzo ;

1° Deux disques parallèles à la face du cube ;

2° Deux disques parallèles à la face du dodécaèdre ;

3° Deux disques parallèles à la face de l'octaèdre.

L'orientation de ces disques est repérée au moment de la taille avec une grande précision, grâce aux stries parallèles aux axes binaires qui couvrent toutes les faces dodécaédriques.

Le disque une fois amené à l'épaisseur voulue, on le colle, pour le consolider, sur un couvre objet de microscope de même diamètre sur lequel sont tracées d'avance des lignes de repère, que l'on fait coïncider, au moment du collage, avec celles de la magnétite.

(1) Voir le mémoire original.
(2) Voir le mémoire original.

*α.* — **Disques parallèles à la face du cube.**

Les observations faites sur le premier disque parallèle à la face du cube ont été représentées graphiquement dans la (*fig.* 6) en portant sur les rayons vecteurs issus d'un point des longueurs proportionnelles à l'aimantation. La courbe extérieure qui représente la composante de l'aimantation parallèle au champ présente nettement la symétrie quaternaire ; les maxima d'aimantation correspondent aux axes binaires; les minima, aux axes quaternaires.

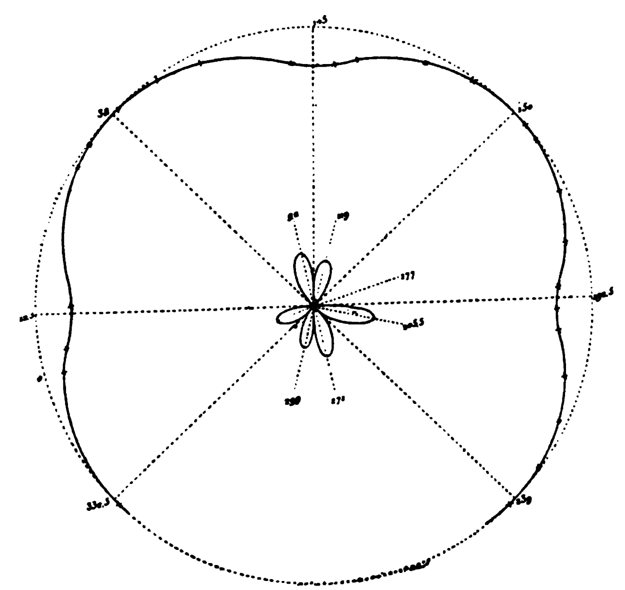


Fig. 6. — ***Magnétite de Brozzo.*** Premier disque parallèle à la face du cube. Aimantation parallèle et perpendiculaire au champ. Les lignes pointillées indiquent les maxima et les minima.

La courbe plus petite au centre représente la composante de l'aimantation normale au champ. Comme on devait s'y attendre, elle passe par l'origine pour les rayons vecteurs qui correspondent aux maxima et aux minima de l'aimantation parallèle au champ. Entre deux directions pour lesquelles elle est nulle, l'aimantation normale au champ passe par un maximum qui est plus voisin de la position du minimum de l'aimantation parallèle au champ que du maximum. L'aimantation tourne donc plus vite que le champ, quand il s'écarte

d'un axe d'aimantation minima et moins vite quand il s'écarte d'un axe d'aimantation maxima.

La courbe de l'aimantation normale au champ se compose donc de huit boucles occupant chacune une région angulaire de 45°. Six d'entre elles seulement ont été déterminées et sont représentées dans la (*fig.* 6). Les dissymétries assez grandes qu'elles présentent sont dues probablement aux fissures du disque. Leur influence néanmoins ne masque pas la symétrie quaternaire, qui est indiquée avec netteté par la position des six maxima.

Le deuxième disque parallèle à la face du cube donne lieu à des courbes identiques et confirme les résultats précédents.

**β. — Disques parallèles à la face du dodécaèdre.**

La (*fig.* 7) représente les observations sur le premier disque parallèle à la face du dodécaèdre, de la même manière que la figure précédente celles du disque parallèle à la face du cube; le deuxième disque conduit à des courbes identiques.

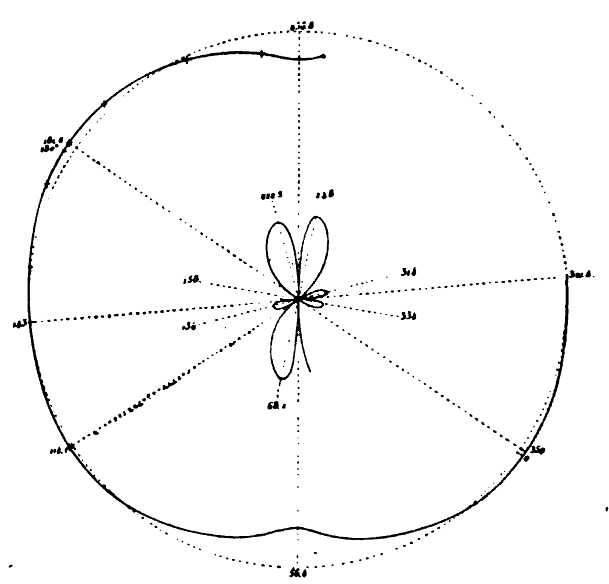


FIG. 7. — *Magnétite de Brozzo.* Premier disque parallèle à la face du dodécaèdre Aimantation parallèle et perpendiculaire au champ. Les lignes pointillées indiquent les maxima et minima.

L'aspect général des courbes représentant l'aimantation parallèle

et perpendiculaire au champ (*fig.* 7) est encore conforme à ce que faisait supposer la symétrie cubique.

Trois maxima correspondant à des axes ternaires ont été déterminés directement et donnent pour le demi-angle aigu entre les axes ternaires les deux déterminations :

32°,5,
33°,7.

Rapprochons de ces valeurs celles qui sont déduites des observations sur le deuxième disque de la même magnétite de Brozzo :

30°,1
28°,2,

et d'un disque de magnétite de Traverselle :

31°,2
31°,7,

ces valeurs ne sont pas trop éloignées de la valeur théorique :

35°,16.

On remarquera la valeur relativement grande de l'aimantation transversale pour les directions du champ comprises entre l'axe ternaire et l'axe quaternaire, et la plus grande obliquité par rapport au champ extérieur est de 18°. Or, le champ modifié par l'action démagnétisante du disque est incliné par rapport au champ extérieur en sens inverse de l'aimantation. Il en résulte que l'inclinaison de l'aimantation sur le champ magnétisant vrai est plus grande et atteint 20° environ.

**γ. — Disques parallèles à la face de l'octaèdre.**

Les expériences sur deux disques parallèles à la face de l'octaèdre, taillés dans la magnétite de Brozzo, ont montré des propriétés sensiblement identiques dans toutes les directions.

Pour un disque provenant d'un petit cristal de Traverselle, particulièrement pur et homogène, les variations de la composante de l'aimantation parallèle au champ ont atteint 0,16 0/0 de sa valeur, et la grandeur trouvée pour la composante normale au champ conduit à une obliquité de moins de 1 demi-degré.

On peut en conclure que la magnétite se comporte comme une sub-

stance isotrope pour toutes les directions contenues dans une face de l'octaèdre.

Si l'on porte sur tous les rayons issus d'un point l'aimantation que prend la matière dans un champ de grandeur constante, dirigé suivant le rayon considéré, on obtient donc une surface ayant la symétrie du système cubique. Pour la valeur du champ que nous avons utilisée, elle ressemble à un cube à faces creuses et à arêtes arrondies. Cette surface présente quatre sections cycliques parallèles aux faces de l'octaèdre. Le rapport de l'aimantation dans différentes directions varie beaucoup avec la grandeur du champ. L'aspect de cette surface magnétique doit donc être très variable; ce qu'il importe de noter plus que sa forme dans tel ou tel cas particulier, c'est la concordance très satisfaisante de sa symétrie avec celle du système cubique.

### 7° *Interprétation des expériences sur les disques par la structure de la magnétite.*

J'ai cherché à obtenir des courbes analogues à celles données par la magnétite au moyen d'un système magnétique de structure convenable, formé d'une substance isotrope. J'ai employé à cet effet un disque de toile de fer de 20 millimètres de diamètre, composé de deux systèmes de fils rectangulaires.

Quand on place ce disque dans un champ magnétique un peu intense, l'une des directions à 45° sur les fils s'oriente énergiquement suivant les lignes de force. La direction des fils est donc un minimum d'aimantation et doit jouer le même rôle que l'axe quaternaire de la magnétite. C'est bien ce qu'ont montré des mesures faites par le procédé employé pour la magnétite et représentées dans la (*fig.* 8).

La courbe extérieure, en traits pleins, représente l'aimantation parallèle au champ. La courbe intérieure représente la composante transversale. Ces courbes sont assez semblables à celles du disque de magnétite parallèle à la face du cube.

Dans l'hypothèse sur la constitution du cristal de magnétite, suivant laquelle il se comporterait comme un enchevêtrement de trois systèmes de plans rectangulaires de matière magnétique séparés par des couches non magnétiques, les fils de la toile métallique seraient analogues aux baguettes découpées par le plan du disque

dans les deux systèmes de lames qui lui sont perpendiculaires. Pour représenter le troisième, qui est parallèle au plan du disque, il faudrait ajouter à celui-ci un disque de fer continu dont la masse serait égale à celle de l'un des systèmes de fils. Ce disque ajouterait à

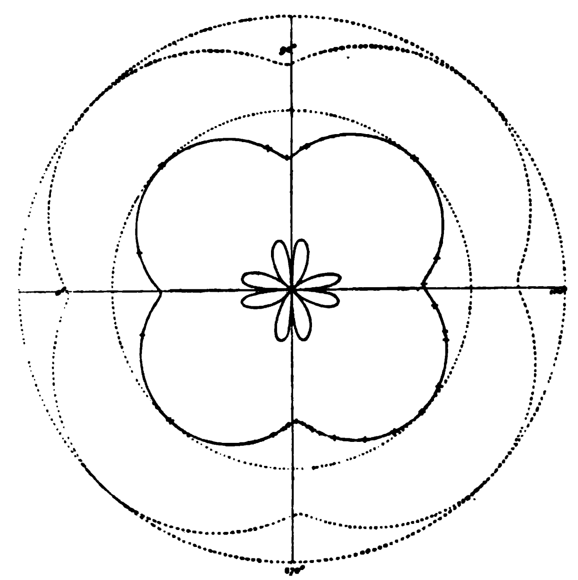


Fig. 8. — Disque de toile métallique. Aimantation parallèle et perpendiculaire au champ.

l'aimantation observée une aimantation constante, égale à la moitié du maximum de l'aimantation de la toile métallique.

En modifiant ainsi la courbe trouvée expérimentalement, j'ai obtenu la courbe pointillée de la (*fig.* 8). Elle ressemble encore davantage à celle de la magnétite.

### 8° *Expériences qualitatives.*

On peut mettre en évidence les propriétés magnétiques des disques non isotropes par des expériences qualitatives très simples.

Si l'on pose un disque de magnétite D (*fig.* 9) sur un plan de verre V placé intérieurement sur l'une des branches d'un aimant A, dont le champ est vertical, le disque se place verticalement dans le plan de symétrie de l'aimant et, tout en glissant vers la région où le champ

est maximum, s'oriente de façon à diriger un de ses axes d'aimantation maxima parallèlement au champ.

Si on l'écarte de sa position d'équilibre par une rotation, il y revient énergiquement, à moins que, par suite d'un écart un peu grand, un autre axe d'aimantation maxima ne se substitue au premier.

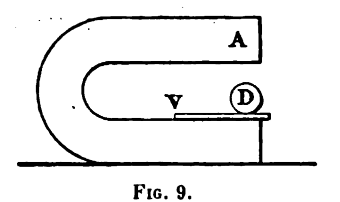



Fig. 9.

Le disque parallèle à la face de l'octaèdre ne montre aucune tendance à s'orienter.

Nous avons vu plus haut que le champ magnétique est dévié dans l'intérieur du disque en sens inverse de l'aimantation. A l'extérieur, au contraire, on doit avoir une déviation du champ de même sens que l'aimantation, mais moins accentuée.

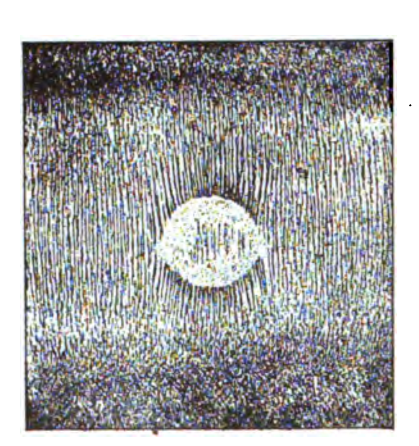




Fig. 10. — Déformation d'un champ magnétique par un disque de magnétite parallèle à la face du dodécaèdre. Position symétrique.

Fig. 11. — Déformation d'un champ magnétique par un disque de magnétite parallèle à la face du dodécaèdre. Position dissymétrique.

On peut mettre ces déformations du champ en évidence au moyen des spectres magnétiques. Les photographies (*fig.* 10 et 11) représentent le champ déformé par un disque parallèle à la face du dodé-

caèdre placé dans la (*fig.* 10), symétriquement par rapport au champ et se comportant comme un disque isotrope, et placé dans la (*fig.* 11), à peu près suivant l'orientation donnant la dissymétrie maxima du champ.

Elles ont été faites dans un champ plus faible que celui des mesures, pour donner au champ démagnétisant une importance relative plus grande. Le disque était fixé sous la plaque photographique avec un peu de cire. On saupoudre de limaille la face gélatine, à la lumière rouge, et on impressionne avec une flamme de gaz. On obtient ainsi le négatif, dont les épreuves ci-jointes sont les copies positives.

---

## DISSOLUTION DES LIQUIDES ET DES SOLIDES DANS LES GAZ ;

Par M. P. VILLARD.

En 1880, MM. Hannay et Hogarth [1] réussissaient à dissoudre des corps solides, tels que le bromure et l'iodure de potassium, dans l'alcool gazeux chauffé au-delà de sa température critique. La même année, M. Cailletet [2] dissolvait l'anhydride carbonique liquide dans de l'air comprimé. Ce ne sont pas là les seuls essais faits dans cette voie, mais personne ne paraît avoir cherché si, à la température ordinaire, les gaz possèdent la propriété de dissoudre des corps liquides ou solides dans les circonstances ordinaires. Une telle propriété existe cependant, et il est facile de la mettre en évidence. Un corps solide, par exemple, plongé dans un espace rempli de gaz, peut disparaître en tant qu'objet solide, se diffuser dans la masse gazeuse, et cela en quantité parfois bien supérieure à celle qui suffirait à saturer le même espace supposé vide de gaz. On est fondé à dire que le corps considéré a pris l'état physique du gaz auquel il s'est mélangé, c'est-à-dire l'état gazeux : on est en présence d'une dissolution gazeuse. Pour simplifier le langage, on peut considérer comme faisant partie de la dissolution la vapeur saturée normale telle qu'elle se serait produite en l'absence de tout dissolvant.

---

[1] *Proceed. of the Roy. Soc. of London*, t. XXX, p. 178. — *Journ. de Phys.*, 1re série, t. IX, p. 415 ; 1880.

[2] *Journ. de Phys.*, 1re série, t. IX, p. 193 ; 1880.

Voici maintenant les résultats obtenus avec divers gaz, et, sauf indication contraire, à la température ordinaire (+ 17° environ).

*Oxygène. — Air. — Hydrogène.* — Il est facile d'observer la dissolution, dans l'oxygène, d'un liquide tel que le brome, dont la vapeur est colorée. Il suffit de mettre une goutte de brome à la partie inférieure d'un tube étroit en cristal, et de faire arriver dans ce tube, par la partie supérieure, de l'oxygène comprimé, jusqu'à atteindre 200 atmosphères par exemple. La vapeur de brome est d'abord refoulée, et se rassemble près du liquide ; mais en même temps sa coloration devient plus intense. Inclinant le tube, cette couche de vapeur s'étale et se diffuse, de nouvelles vapeurs se forment au contact du liquide, et bientôt l'atmosphère du tube prend une teinte beaucoup plus foncée qu'avant la compression. On obtient le même résultat en laissant la diffusion s'opérer d'elle-même, le tube restant immobile. Vient-on à abaisser la pression, la coloration s'affaiblit, et des gouttelettes de liquide se déposent sur les parois ; ces gouttelettes disparaissent quand on comprime de nouveau. Il y a donc réellement dissolution, dans l'oxygène, d'une quantité sensible de brome.

Vers 300 atmosphères, la coloration obtenue dépasse de beaucoup celle de l'eau bromée ; elle est sensiblement la même qu'avec une épaisseur au moins six fois plus grande de vapeur de brome saturée dans le vide.

Il n'est, d'ailleurs, pas nécessaire d'atteindre des pressions aussi élevées pour observer le phénomène. L'effet produit par l'oxygène est déjà appréciable, par comparaison, à partir de 4 atmosphères ; il devient très marqué si l'on atteint 50 atmosphères ou 100 atmosphères. Sous cette dernière pression, la densité du brome dissous, à en juger par sa teinte, paraît être environ triple de la densité de la vapeur de brome saturée ordinaire.

L'emploi de tubes scellés de dimensions convenables permet de comparer facilement les résultats obtenus sous diverses pressions, jusqu'au-delà de 300 atmosphères.

L'air se comporte à peu près comme l'oxygène : cependant, toutes choses égales d'ailleurs, la coloration obtenue est un peu plus faible dans l'air que dans l'oxygène.

L'iode se dissout également, en quantité sensible, dans l'oxygène, mais le phénomène n'est bien net que si l'on atteint une centaine d'atmosphères, et dans des tubes de 5 millimètres à 6 millimètres au moins de diamètre intérieur.

L'hydrogène ne possède qu'un très faible pouvoir dissolvant, que l'on peut cependant mettre en évidence avec le brome, sous des pressions de 200 atmosphères à 300 atmosphères.

*Formène.* — Le formène convient très bien pour dissoudre, en quantités notables, des liquides tels que le chlorure d'éthyle, le sulfure de carbone, l'alcool, ou des solides, comme le camphre ou la paraffine. Avec ce dissolvant, il n'est pas nécessaire d'atteindre de fortes pressions pour constater que la solubilité d'un liquide ou d'un solide dans un gaz peut n'être pas très faible, de l'ordre du millième ou du centième par exemple. Ainsi le chlorure d'éthyle peut se dissoudre dans cinq ou six fois son volume de formène comprimé à moins de 200 atmosphères. A 200 atmosphères vers + 17°, la quantité de chlorure d'éthyle que l'on peut dissoudre devient telle que, si on cherche à la dépasser, c'est au contraire le gaz qui se dissout en totalité dans le liquide. Les deux fluides sont réellement devenus miscibles l'un avec l'autre, car si on a soin de ne pas les agiter pendant la compression, toute surface de séparation du liquide et du gaz disparaît à 200 atmosphères. Le même phénomène se produit avec le sulfure de carbone sous une pression de 350 atmosphères environ à la température ordinaire, et de 230 atmosphères à + 150°.

L'iode se dissout facilement dans le formène, et lui communique une coloration violette qui devient intense à 300 atmosphères, même sous une épaisseur de 2 millimètres. On peut également dissoudre en quantités visibles du camphre ou de la paraffine. Par décompression les corps dissous se déposent : le camphre cristallise sur les parois des tubes, la paraffine se précipite en paillettes brillantes.

*Éthylène.* — L'iode se dissout dans l'éthylène en quantité suffisante pour le colorer en violet foncé sous une épaisseur de 2 millimètres vers 300 atmosphères. Il se forme ensuite, au bout d'une heure ou deux, de l'iodure d'éthylène dont la majeure partie reste en dissolution. En abaissant la pression, l'iodure cristallise.

Au-dessus de 150 atmosphères, l'éthylène dissout abondamment la paraffine ; par décompression celle-ci reprend l'état solide et forme dans le tube un véritable feutrage.

L'acide stéarique ordinaire (bougie stéarique) se dissout également, mais moins facilement que la paraffine.

Le camphre donne lieu à un phénomène particulier : si la pression est faible, il prend directement l'état gazeux ; vers 130 atmosphères la partie non dissoute se liquéfie et augmente de volume. Ce liquide

se dissout ensuite dans l'éthylène si on élève la pression, et devient miscible avec le gaz vers 150 atmosphères. Les mêmes phénomènes se passent en sens inverse quand la pression diminue.

*Anhydride carbonique. — Protoxyde d'azote.* — L'anhydride carbonique comprimé, à l'état de vapeur saturée ou non, dissout sensiblement l'iode et se colore en violet. Mais le pouvoir dissolvant des gaz liquéfiables ne paraît présenter rien de particulier. Ainsi, dans le protoxyde d'azote à 20 atmosphères, vers + 17°, le brome se dissout comme dans l'oxygène à 40 atmosphères environ.

## PHÉNOMÈNES CRITIQUES.

Si l'on met, par exemple, du chlorure d'éthyle en présence de formène comprimé, on constate que pour une pression déterminée, 200 atmosphères environ à la température ordinaire, le niveau du liquide se transforme en une zone de transition. Par agitation, les deux fluides forment alors un mélange homogène. On est en présence d'un véritable point critique, déjà observé par M. Cailletet (*loc. cit.*) avec l'anhydride carbonique et l'air. La pression pour laquelle le ménisque disparaît est parfaitement définie pour une température donnée et peut être mesurée avec précision ; nous l'appellerons *pression critique*.

Les phénomènes que l'on observe au voisinage de ce point critique particulier sont tout à fait semblables à ceux que présentent les tubes Natterer ordinaires, et, à certains égards, beaucoup plus marqués. La description en sera facile en définissant les conditions de l'expérience de la manière suivante :

Dans un tube de volume invariable, maintenu à température constante, introduisons successivement des quantités de plus en plus grandes de chlorure d'éthyle par exemple, puis ajoutons la quantité de formène nécessaire pour obtenir la pression voulue. Voici alors ce qu'on observe, le tube restant immobile :

1° Le niveau du liquide reste sensiblement fixe pendant que la pression s'élève ;

2° Quand on atteint la pression critique, le ménisque disparaît où il se trouve, et sa transformation en une zone de transition peut s'observer avec des tubes très diversement remplis : à cet égard la latitude est plus grande que dans les tubes Natterer ;

3° La zone de transition persiste pendant un temps considérable, même si on dépasse de beaucoup la pression critique. Il faudrait attendre des journées entières pour obtenir l'homogénéité du contenu du tube. Ce phénomène est également beaucoup plus marqué que dans les tubes Natterer remplis avec un gaz pur.

Les choses se passent tout autrement si l'on agite :

1° Le niveau du liquide se déplace notablement pendant la compression, et atteint généralement l'une ou l'autre extrémité du tube avant qu'on n'ait réalisé la pression critique.

2° Le niveau ne peut être observé jusqu'au point critique que pour un remplissage déterminé. Il y a donc un *volume critique* pour le liquide considéré, dans le dissolvant choisi, et à une température donnée. Quand on approche de la pression critique, les indices des deux fluides deviennent manifestement très voisins et le ménisque de séparation est à peine visible ; au moment où ce ménisque disparaît, la transition entre les deux fluides est beaucoup moins marquée que précédemment.

3° Quand le ménisque disparaît, l'homogénéité s'obtient en quelques secondes par agitation. Si on décomprime à ce moment, on obtient une condensation uniforme.

Dans le cas des tubes Natterer ordinaires, ces divers phénomènes s'expliquent aisément, comme je l'ai montré (¹), par un défaut d'équilibre thermique. Ici la cause vaporisatrice n'est pas l'élévation de la température, mais l'action du dissolvant. C'est à un défaut d'équilibre entre celui-ci et le liquide que nous devons attribuer les phénomènes en question.

Si nous avons soin, pendant que la pression s'élève, d'agiter le liquide en présence du dissolvant gazeux, la saturation réciproque des deux fluides sera à chaque instant assurée ; ce sont là les conditions normales de l'expérience. Le liquide, en se saturant de gaz, augmentera de volume ; c'est là un fait général connu et que j'ai constamment observé avec nombre de corps. La densité du liquide, abstraction faite du poids du gaz dissous, ira en diminuant. En même temps le liquide se dissoudra de plus en plus dans le gaz dont la pression augmente, et la densité de sa vapeur ira croissant. Pour une pression suffisante, ces deux densités seront identiques ; on sera au point critique. On peut maintenant répéter les raisonnements faits

(¹) *Voir* p. 257 de ce volume.

à propos des gaz liquéfiés, et il est bien évident que, si le poids du liquide en expérience est différent de celui qui permet de réaliser la densité critique dans le tube considéré, le niveau atteindra l'une des extrémités du tube avant le point critique. Autrement dit, sauf pour un remplissage déterminé, tout le liquide se dissoudra dans le gaz avant la pression critique, ou inversement la totalité du gaz se dissoudra dans le liquide. Dans le premier cas le niveau s'abaissera, dans le second il s'élèvera.

Si le remplissage critique est réalisé, vapeur et liquide auront même densité en arrivant au point critique; on peut considérer comme évident qu'à ce moment le liquide saturé de gaz et le gaz saturé par la vapeur du liquide sont identiques; d'ailleurs, s'il en était autrement, l'égalité des indices n'aurait pas lieu.

Comprimons, au contraire, sans agiter: la diffusion réciproque des fluides en présence ne s'effectuera que très lentement, beaucoup plus lentement que la diffusion de la chaleur dans un tube Natterer ordinaire. La saturation ne sera à chaque instant réalisée qu'au voisinage immédiat du niveau. A quelque distance de celui-ci, les densités différeront beaucoup plus que si l'on agitait. La majeure partie du liquide et du gaz seront à peine intéressés par le phénomène de dissolution, et le niveau changera à peine de place.

En arrivant à la pression critique, les deux couches infiniment minces qui comprennent entre elles le ménisque auront, à un infiniment petit près, la même composition et le même indice. De part et d'autre, dans les deux fluides, la composition variera d'une façon continue, très rapidement dans la région où se trouve le niveau. Dans ces conditions, le ménisque ne peut être visible, il est compris dans une zone où l'indice et la densité varient sans discontinuité. On n'éviterait ce phénomène qu'en faisant varier la pression de quantités infiniment petites et agitant chaque fois l'appareil.

Au-delà du point critique l'homogénéité ne sera obtenue que quand la diffusion sera complètement terminée, c'est-à-dire au bout d'un temps très considérable; il n'en sera évidemment pas de même si on agite.

Les phénomènes qui viennent d'être décrits ne sont pas les seuls qu'on observe (1), et, pour montrer jusqu'à quel point la ressem-

(1) Voir à ce sujet le mémoire posthume de Thomas Andrews : *Sur les propriétés de la matière à l'état gazeux et à l'état liquide dans diverses conditions de température et de pression.* — (*Philos. trans. of the R. Soc. of London*, t. CLXXVIII, p. 45; 1887. — *Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, t. XIII, p. 411.)

blance est complète avec ce qui se passe dans les tubes Natterer, j'ajouterai que, si on abaisse lentement la pression dans le tube à deux fluides, après l'avoir porté près de la pression critique, il se produit une ébullition et une pluie simultanées, comme dans un tube Natterer que l'on refroidit. Ce phénomène s'explique ici sans difficulté : par décompression le gaz abandonne du liquide, et réciproquement.

Les expériences précédentes peuvent être répétées avec d'autres corps que le formène et le chlorure d'éthyle; les résultats obtenus sont semblables, ce qui montre qu'il s'agit d'un fait général.

Pour deux fluides donnés, la pression critique varie avec la température, et, au moins à partir d'un certain point, décroît quand la température s'élève, pour aboutir à la pression critique ordinaire du liquide seul, tout dissolvant devenant à ce moment inutile.

### APPLICATION A LA DISSOCIATION.

Considérons, par exemple, un composé solide dissociable, dont la décomposition donne naissance à un solide fixe et à un gaz. Enfermons ce corps dans une enceinte où le vide a été fait, puis élevons la température : la tension de dissociation, qui augmente sans limites quand la température s'élève, pourra toujours être réalisée si le gaz qui se dégage est permanent. Il n'en sera plus de même si le gaz est liquéfiable. A une certaine température $\Theta$, la tension de dissociation, croissant généralement plus vite que la force élastique maxima du gaz, deviendra égale à cette dernière. Au-dessus de $\Theta$, la tension de dissociation ne pourra être atteinte, l'équilibre chimique ne pourra être réalisé; il semble que l'existence du composé considéré sera devenue impossible par suite de cette circonstance particulière que le gaz mis en liberté se liquéfiera avant d'avoir atteint une pression suffisante pour limiter la décomposition.

L'intervention d'un gaz inerte fait disparaître cette anomalie; mais, avant de montrer quel rôle ce gaz va jouer, remplaçons la notion de tension de dissociation par celle de *densité de dissociation*. Cette expression exprime, aussi bien que la précédente, les résultats de l'expérience, et présente sur elle deux avantages principaux : dans le cas d'un mélange de gaz, on ne peut faire que des hypothèses sur la pression individuelle des composants du mélange; leur densité peut, au contraire, être connue. En second lieu l'expression proposée

convient également à la dissociation du carbonate de calcium dans le vide et à celle du sulfate mercurique dans l'eau.

Revenons maintenant au cas qui nous occupe, et supposons la température supérieure à Θ. Nous pouvons, au moyen d'un gaz inerte, dissoudre le gaz liquéfié mis en liberté par la chaleur, et lui faire reprendre l'état gazeux par voie de dissolution, sa densité pourra ainsi devenir très supérieure à sa *densité maxima* dans le vide, et la densité de dissociation pourra être atteinte et dépassée, comme si le gaz était permanent. Dans ces conditions l'équilibre chimique sera possible, et le composé en question pourra exister au-delà de la température Θ.

Cette théorie s'applique, presque sans modifications, aux hydrates solides dissociables formés par l'eau avec un certain nombre de gaz ou de liquides. La formation et la décomposition de ces corps sont d'une observation particulièrement facile en raison du fait que ces hydrates se distinguent de leurs constituants par leur état physique, au moins au-dessus de 0°. Pour plus de clarté, nous ferons abstraction de la vapeur émise par l'eau, à laquelle on pourrait d'ailleurs appliquer le raisonnement précédent.

Soit, par exemple, l'hydrate de brome: la température Θ particulière à ce composé est + 6°; si l'on fait intervenir l'air ou l'hydrogène, qui ont la propriété de dissoudre le brome, cette température peut être dépassée sans que l'hydrate se décompose. Dans l'air à la pression ordinaire on atteint déjà + 6°,8 ou + 7°, sous une pression de 150 atmosphères, la formation de l'hydrate peut être observée jusque vers + 20°.

L'hydrogène est beaucoup moins efficace, et ne permet d'atteindre + 9° que sous une pression de 200 atmosphères environ ; or on a vu précisément que le brome est moins soluble dans l'hydrogène que dans l'air.

On obtient des résultats analogues avec les hydrates de chlorure d'éthyle, d'iodure de méthyle, de chlorure de méthylène, de sulfure de carbone, etc.

Remarquons, en terminant, que les phénomènes de dissociation constituent en quelque sorte un réactif très sensible de la dissolution d'un liquide dans un gaz. La moindre variation de la densité d'une vapeur peut en effet se traduire par une rupture de l'équilibre chimique, c'est-à-dire par la formation ou la destruction d'un composé. C'est ainsi que la dissolution du brome dans l'air à la pression ordi-

naire est absolument inappréciable à la vue ; elle suffit cependant pour élever de près de 1° la température de décomposition, en vase clos, de l'hydrate de brome.

---

## ÉLECTROSCOPE A TROIS FEUILLES D'OR;

Par M. L. BENOIST.

L'électroscope à feuilles d'or, muni d'une cage métallique et d'un isolant pratiquement parfait, tel que la diélectrine (électroscope Hurmuzescu) peut rendre de grands services comme appareil idiostatique, dans le cas de potentiels assez élevés, et quand on veut une précision de l'ordre de $\frac{1}{100}$.

J'ai apporté à la disposition classique une modification très simple, qui en augmente notablement la sensibilité, tout en la rendant plus uniforme, et par suite augmente la précision et la commodité d'emploi de cet appareil. Cette modification consiste à mettre *trois* feuilles d'or au lieu de deux. Après les avoir découpées de mêmes dimensions, on les superpose et on les saisit ensemble, à l'une de leurs extrémités, par un fragment de papier d'étain qui sert à les fixer à la pince terminant la tige isolée de l'électroscope.

Quand on charge l'appareil, la feuille du milieu reste bien verticale, véritable fil à plomb servant d'origine pour la mesure des angles; les deux autres feuilles s'écartent d'un même angle de part et d'autre. La mesure des angles se fait aisément, à 1/4 de degré près, au moyen d'un rapporteur transparent, collé sur la vitre qui ferme la cage antérieure de la cage métallique; on le centre sur les feuilles et on vise le tout avec une petite lunette suffisamment éloignée.

La sensibilité est notablement augmentée par cette addition d'une troisième feuille; car chaque feuille extrême est quatre fois plus fortement repoussée par la feuille centrale que par la feuille opposée ; aussi, malgré la répartition de la charge entre trois feuilles au lieu de deux, suffit-il d'une charge moindre pour obtenir une même divergence totale.

Un calcul simple permet de voir que, pour les petits angles, la sensibilité est accrue dans le rapport de 1 à 1,49, et que cet accroissement augmente avec l'angle d'écart.

En considérant l'appareil comme un pendule double ou triple, et sans tenir compte de l'influence des parois de la cage, on obtient les relations suivantes entre les charges $q$ et $q'$ qui donnent un même angle de divergence dans les deux systèmes, et cet angle $\alpha$, compté à partir de la verticale :

2 feuilles :

$$q^2 = A \frac{\sin^3 \alpha}{\cos \alpha}$$

3 feuilles :

$$q'^2 = \frac{9}{4} A \frac{\sin^3 \alpha}{4 \cos^3 \frac{\alpha}{2} + 2 \cos^2 \frac{\alpha}{2} - 1}$$

d'où $\frac{q}{q'}$ qui exprime l'accroissement de sensibilité :

$$\frac{q}{q'} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{4 \cos^3 \frac{\alpha}{2} + 2 \cos^2 \frac{\alpha}{2} - 1}{2 \cos^2 \frac{\alpha}{2} - 1}}$$

soit

| | |
|---|---|
| 1,49 | pour les très petits angles ; |
| 1,50 | pour un angle de 10° ; |
| 1,66 | pour un angle de 60°. |

De plus, dans l'électroscope à deux feuilles, la sensibilité devient nulle au voisinage de l'angle limite qui est 90° ; un nouvel accroissement de charge ne produit aucun accroissement de divergence, il peut seulement provoquer l'arrachement des feuilles.

Avec trois feuilles, l'angle limite est porté à 120°. L'appareil peut donc servir pour de plus hauts potentiels.

---

F. NEESEN. — Anordnung von Geissler'schen Röhren welche für die Benutzung, bei Versuchen mit Röntgen'schen Strahlen besonders geignet ist (Disposition de tubes de Geissler appropriée aux recherches sur les rayons de Röntgen). *Verhandl. der physik. Gesell. zu Berlin*, XV Iahrgang, p. 80 ; 1896.

M. Neesen propose de fermer un tube focus par une simple peau de vessie que l'on applique encore humide sur une tubulure appropriée, et que l'on fixe par du fil ciré recouvert de papier enduit de caoutchouc. On sait que la peau de vessie est beaucoup plus transparente que le verre pour les rayons X.

Les rayons cathodiques tombant sur la peau de vessie dégagent de l'oxyde de carbone, et il est nécessaire de maintenir les tubes sur la trompe à mercure. En dix à quinze minutes de manœuvre on restitue aux tubes leur pleine activité, après chaque expérience.

E. Bouty.

**F. AUERBACH. — Die Härtescala in absolutem Maasse (L'échelle de dureté en mesure absolue). *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 357; 1896.**

L'échelle de dureté de Mohs continuant à être employée dans la pratique, M. Auerbach cherche à déterminer avec précision les nombres qui expriment la dureté absolue des corps compris dans cette échelle [1]. La plupart de ces corps sont cristallisés; il devient nécessaire d'indiquer la direction dans laquelle leur dureté a été estimée.

Le tableau suivant contient, outre les dix corps de Mohs, d'autres substances qui peuvent être employées comme échelons intermédiaires. Tous les nombres sont exprimés en kilogrammes par millimètre carré.

| | | | |
|---|---|---|---|
| 1 | Talc | environ | 5 |
| | Gypse (perpendiculaire au clivage) | | 14 |
| 2 | Sel gemme (perpendiculaire aux faces du cube) | | 20 |
| 3 | Spath (perpendiculaire au clivage) | | 92 |
| 4 | Spath-fluor (perpendiculaire aux faces de l'octaèdre) | | 110 |
| | Flint très lourd | | 170 |
| | Flint léger | | 210 |
| 5 | Apatite (axe) | | 237 |
| 6 | Adulaire (perpendiculaire à la base) | | 253 |
| | Crown borosilicaté | | 274 |
| 7 | Quartz (axe) | | 308 |
| 8 | Topaze (perpendiculaire à la base) | | 525 |
| 9 | Corindon (axe) | | 1150 |
| 10 | Diamant | | ? |

E. Bouty.

(1) *Journ. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 528, et t. II, p. 514.

**F. AUERBACH. — Bestimmung einiger hoher Elasticitätsmoduln, neben Bemerkungen über die Ermittelung von Moduln mit einem Minimum von Material (Evaluation de quelques modules d'élasticité élevés; remarques sur la détermination des modules avec un minimum de matière). *Wied. Ann.*, t. LVIII, p. 381 ; 1896.**

Dans des travaux antérieurs [1], M. Auerbach a démontré que, si l'on presse l'une contre l'autre une plaque et une lentille plan-convexe de même substance, on peut déterminer un module de pénétration E′ par la formule :

$$(1) \qquad E' = 12\rho q,$$

dans laquelle $\rho$ représente le rayon de la lentille, et $q$ le quotient de la pression $p$ par le cube du diamètre $d$ du cercle de contact. Les appareils de M. Auerbach permettent la mesure exacte de ces éléments.

D'autre part, le module ordinaire E d'élasticité est lié à E′ par la formule :

$$(2) \qquad E = E' (1 - \mu^2).$$

On sait, d'après l'auteur, que pour les corps extrêmement durs $\mu$ est compris entre 0,1 et 0,2; pour des corps moins durs, entre 0,2 et 0,3 et, enfin, que, pour des corps mous, il peut atteindre 0,4. Son carré $\mu^2$ variera donc, suivant les cas, de 0,01 à 0,16 ; et si l'on ne peut déterminer $\mu$ directement, l'erreur que l'on commettra sur E, en fixant approximativement la valeur de $\mu$ d'après les remarques précédentes, sera toujours très médiocre. On pourra donc déterminer le module E avec une approximation de quelques centièmes par une méthode dont la mise en œuvre n'exige que des quantités insignifiantes, à peine quelques millimètres cubes, de substance.

M. Auerbach fait l'application de cette méthode à un certain nombre de pierres précieuses et d'autres corps durs, la plupart cristallisés. Dans ce dernier cas, il est nécessaire de préciser la direction de l'axe de pénétration, et, comme les directions voisines sont aussi intéressées dans l'expérience, il en résultera une nouvelle erreur de quelques centièmes qui s'ajoute à l'erreur commise sur $\mu$.

Le tableau suivant résume les résultats publiés par M. Auerbach:

---

(1) *Journ. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 718, et t. II, p. 514.

| Substances | Directions | E′ | E |
|---|---|---|---|
| Corindon........ | axe principal.............. | 52800 | 52000 |
| Topaze du Brésil. | perpendiculaire à la base... | 30800 | 30200 |
| — de Saxe.. | id. ... | 28700 | 28100 |
| Béryl........... | perp. à l'axe principal...... | 23640 | 23200 |
| — ........... | axe principal.... ......... | 21500 | 21100 |
| Apatite.......... | id. .............. | 14490 | 13800 |
| Quartz........... | id. .............. | 10620 | 10300 |
| Spath-fluor...... | perp. aux faces de l'octaèdre. | 10010 | 9110 |
| Spath........... | perpendiculaire au clivage.. | 9360 | 8440 |
| Adulaire......... | perpendiculaire à la base... | 8460 | 8120 |
| Verres | Borosilicate de baryte................... | 8190 | 7950 |
| Verres | Borosilicate............................. | 7600 | 7300 |
| Verres | Silicate de potasse...................... | 7110 | 6800 |
| Verres | Flint.................................... | 5950 | 5470 |
| Verres | Flint très lourd......................... | 5590 | 5090 |
| Verres | Boroaluminate de soude................. | 4975 | 4700 |

E. Bouty.

F. HAMBURGER. — Ueber Farbenwechsel verdünnter Lösungen von Chromoxalsaurem Kali (Sur le changement de couleur de dissolutions étendues de chromoxalate de potasse). *Wied. Ann.*, t. LVI, p. 173; 1895.

Les dissolutions étendues de chromoxalate de potasse paraissent vertes quand on les observe à la lumière du jour, à la flamme à peine éclairante du bec Bunsen, à la lumière de l'arc électrique jaillissant sur le mercure et aussi, mais à peine, à la lumière de l'arc électrique ordinaire. Toutes les autres sources lumineuses étudiées par l'auteur, y compris le bec Auer, donnent à cette dissolution une coloration rouge pourpre intense.

Les dissolutions étendues de chromoxalate de potasse constituent donc une sorte de réactif très sensible de la composition spectrale des sources lumineuses qui les éclairent.

E. Bouty.

B.-E. MOORE. — On the viscosity of certain salt solutions (Sur la viscosité de certaines dissolutions salines). *The physical Review*, t. III, p. 321 ; 1896.

Expériences faites par la méthode de Poiseuille, avec le dispositif d'Arrhenius.

Conclusions : 1° la viscosité des solutions décroît très rapidement quand la température s'élève, mais le caractère de ce décroissement est très différent pour différentes concentrations et pour diverses dissolutions salines ;

2° Il y a assurément des relations stochiométriques; mais elles ne sont ni évidentes ni même bien définies;

3° La formule ou loi exponentielle d'Arrhenius, quoique fournissant une bonne méthode pour la comparaison des viscosités des dissolutions très étendues, ou même normales, ne se maintient pas pour des dissolutions plus concentrées;

4° Il est nécessaire de faire des observations plus étendues sur la relation qui existe entre la viscosité et la conductibilité, peut-être même de trouver une nouvelle méthode de comparaison, avant de conclure à la relation réelle des deux sujets. R.

W.-D. BANCROFT. — Solids and vapours (Solides et vapeurs). *The physical Review*, t. III, p. 401; 1896.

Les conclusions de ce Mémoire, dont plusieurs sont contenues implicitement ou explicitement dans des mémoires antérieurs de M. Roozeboom [1] sont les suivantes:

1° Les sels anhydres sont permanents jusqu'à ce que la pression de la vapeur d'eau devienne supérieure à la pression maximum de vapeur de la dissolution saturée. Ils deviennent alors déliquescents;

2° Les sels hydratés sont déliquescents quand la pression de la vapeur devient plus grande que la pression maximum de vapeur de la dissolution saturée, efflorescents quand elle devient moindre que la pression de vapeur d'un système contenant du sel hydraté et anhydre. Entre ces deux limites ils sont permanents;

3° La pression de vapeur d'un sel hydraté est généralement inférieure à celle de sa dissolution saturée;

4° La pression de vapeur d'un sel hydraté dépend de la nature du sel produit par efflorescence;

5° La vraie pression de vapeur des sels hydratés n'est probablement connue que dans un petit nombre de cas;

6° L'équilibre entre un sel hydraté et la vapeur d'eau est affecté par la présence de l'acide sulfurique;

7° Il n'est nullement prouvé que deux couches liquides en équilibre aient la même pression de vapeur. R.

---

(1) *Zeitschrift der physik. Chemie.*

**JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE.**

T. XXVII ; 1895.

P. BACKHMETIEFF et S. STAMBOLIEFF. — **Sur les courants galvaniques produits par variation de température d'une partie d'un fil métallique homogène**, p. 1-25.

Le courant que l'on observe dans ces circonstances est produit par la superposition de plusieurs courants, dus à des causes différentes. Les auteurs ont eu recours au courant galvanique pour échauffer une partie du conducteur et se sont bornés à observer les courants durant le refroidissement; la direction de ces courants était, presque sans exception, inverse de celle du courant produisant l'échauffement. Les courants les plus forts s'observaient dans des fils de nickel et de fer écrouis ; leur intensité dépend de l'orientation du conducteur par rapport au champ magnétique terrestre. A Sofia, elle est maximum quand le conducteur est placé dans le plan du méridien magnétique et incliné de 60° pour une direction du courant et de 30° pour la direction opposée. L'orientation est sans influence sur les courants dans des métaux non magnétiques. Si l'on répète l'expérience avec le même fil, l'intensité du courant diminue e tend vers une limite. La direction dans laquelle le fil a passé dans la filière exerce aussi une influence sur l'intensité du courant observé.

Th. SCHWEDOFF. — **Exposition nouvelle du théorème sur la distribution des masses électriques à la surface de l'ellipsoïde**, p. 25-30.

L'auteur démontre par des considérations purement géométriques, que les masses électriques en équilibre sur la surface d'une sphère, étant transportées d'un mouvement de translation commun, parallèle à l'axe pendant le changement de cette sphère en ellipsoïde à deux axes et ensuite en un ellipsoïde à trois axes, restent en équilibre pendant toutes les phases de la transformation. Par conséquent, la densité superficielle de l'électricité de chaque élément de la sphère, transformé ainsi en un élément correspondant de l'ellipsoïde, croît en raison inverse de sa surface, et peut être facilement calculée.

A. ZINGER et J. STSCHEGLAYEW. — **Valeurs de la chaleur spécifique de l'ébonite, du liège et du buis**, p. 30-34.

Les expériences, faites au laboratoire de M. le prof. Louguinine, à l'Université de Moscou, à l'aide du calorimètre de Bunsen, ont

donné les résultats suivants (moyenne de quatre observations) :

| | | | |
|---|---|---|---|
| Ébonite (de la Comp. act. de Hanovre), chaleur spécifique. | | | 0,3387 |
| Liège. . . . . . . . . . . . . | — | — | 0,4852 |
| Buis. . . . . . . . . . . . . . | — | — | 0,4134 |

G. de METZ. — Emploi de la machine d'Atwood pour déterminer l'accélération de la pesanteur, p. 37-51.

La grande valeur pédagogique de la machine bien connue d'Atwood a induit l'auteur à rechercher s'il n'y a pas moyen d'obtenir, à l'aide de cet appareil, une valeur suffisamment exacte de l'accélération de la pesanteur, en conduisant les expériences d'une manière plus soignée. En effet, il a réussi à obtenir une exactitude à $\pm$ 0,16 0/0 près, après avoir déterminé par des expériences préliminaires les corrections relatives au moment d'inertie de la roue, au frottement et à la masse du fil. Pour plus de précision, une *sorte de* chronographe électrique a été appliqué à la machine (1).

A. SADOWSKY. — Sur l'hypothèse proposée par M. Griffith pour expliquer les singularités de la résistance du bismuth, p. 52-58 (2).

L'hypothèse de M. Griffith (3) est fondée sur la supposition que les molécules du bismuth se déplacent dans le champ magnétique, ainsi que sous l'influence du courant, et qu'une force électromotrice contraire en est le résultat. M. Sadowsky démontre qu'il ne résulte pas des formules de M. Griffith que la résistance apparente du bismuth aux courants alternatifs est moindre que sa résistance aux courants continus, ce qui est en contradiction avec l'expérience.

SPIZINE. — Nouvelle expérience de cours, démontrant l'existence et les formes des lignes de force du champ magnétique, p. 56-57.

On prépare une sorte de pinceau cylindrique en fin fil de fer, d'à peu près 15 millimètres de long et de section égale à celle de

(1) Je profite de l'occasion pour communiquer le moyen de compenser l'influence de la variation de longueur des deux brins du fil, que j'emploie depuis longtemps pour des expériences de cours. Il s'agit simplement de prendre un fil sans fin ; pour cela, la plate-forme inférieure est percée d'un grand trou, et les deux poids sont munis de crochets à leurs bases. (W. Lermantoff.)

(2) *Journ. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 184 ; 1895.

(3) *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXIX, p. 229.

l'électro-aimant. Après avoir bien lié le pinceau, à l'un de ses bouts, avec du fil de fer, on l'introduit dans un tube de fer qu'on fait chauffer au rouge sombre pour recuire le fer du pinceau et lui ôter son élasticité. Placé au pôle d'un électro-aimant par son bout lié, ce pinceau s'épanche en gerbe quand le magnétisme est excité. Cette gerbe se rétrécit, si l'on présente à son extrémité libre un grand morceau de fer. Deux pinceaux pareils étant placés sur les deux branches d'un éléctro-aimant en fer à cheval, leurs fils s'épanchent et s'inclinent en prenant la forme des lignes de force présumées dans un champ de cette espèce.

C. SKRGINSKY. — Cas anormal de l'échauffement d'un conducteur par le courant, p. 62.

L'auteur a répété devant la Société de Physique russe l'expérience suivante, qu'il a faite pour la première fois en 1891 : par l'augmentation graduelle et continue du courant jusqu'à l'intensité de 18 ampères, un fil en plomb de 1 millimètre de diamètre et de 28 millimètres de long a été porté à l'incandescence sans fondre ni tomber en pièces.

P. BACKHMETIEFF et G. STAMBOLIEFF. — Courants électriques produits par le refroidissement des métaux fondus, p. 64-102.

Le refroidissement d'un métal ou alliage fusible produit toujours, dans une paire d'électrodes, plongées dans sa masse, un courant irrégulièrement variable, dû probablement à la superposition de diverses causes. Ce courant est indépendant de la nature des électrodes ; il ne peut être attribué aux seules forces thermo-électriques, car son intensité est de beaucoup trop grande ; par la même raison, on ne peut attribuer ses variations uniquement aux changements de la conductibilité du métal. Si l'on intervertit les deux électrodes, le courant change de direction dans le galvanomètre, de sorte que sa direction dans le métal reste fixe. L'intensité du courant change quand on fait varier l'azimuth de la droite joignant les électrodes; son maximum correspond à la direction du courant tellurique du lieu d'observation (de WSW à ENE pour Sofia). Pendant le refroidissement du plomb fondu, l'intensité du courant (dans la direction W — E) diminue d'abord, devient nulle à 397° C., change de signe en augmentant en valeur absolue jusqu'à 360° C., touche

une seconde fois à zéro vers 354° C. pour augmenter de nouveau, atteindre un maximum à 336° C. et diminuer ensuite. A 326° C., point de fusion du plomb, on ne remarque aucune singularité. Dans l'alliage fusible de Lipowitz, le courant tombe d'abord régulièrement; une secousse se produit à 70° C., point de fusion, après quoi le courant passe par zéro, change de signe et passe par un maximum à 60° pour tomber ensuite. Le bismuth fondu donne d'abord un courant croissant jusqu'à 260° C., point de solidification, à partir duquel il diminue brusquement, passe par zéro, change de signe, puis remonte de nouveau vers zéro, fait une nouvelle oscillation complète et monte vers un maximum à 223° C. Pendant le réchauffement du métal, les variations du courant sont à peu près inverses : on obtient des minima aux températures auxquelles correspondent les maxima pendant le refroidissement. L'auteur pense que la cristallisation et la variation de volume qui l'accompagne sont les causes principales des effets observés ; il essaie de les expliquer par l'action directe du changement de volume sur les particules de l'éther, pour lesquelles les atomes sont impénétrables, d'après les idées émises par Lenard.

Th. KAPOUSTINE. — De l'influence de la pesanteur sur les propriétés observées des gaz, p. 103-127 (1).

Pour être en état de faire une expérience directe, l'auteur a calculé en termes finis l'expression de la masse d'un gaz soumis à l'influence de la pesanteur et remplissant un vase cylindrique, conique ou sphérique. Cette masse s'exprime par une fonction de la forme géométrique du vase et ne peut plus être représentée par le simple produit de la densité par le volume, car la pression augmente de haut en bas. Mais la valeur numérique de la différence étant juste à la limite de précision des mesures des pressions, les expériences entreprises par l'auteur, à l'aide d'un vase conique, que l'on pouvait retourner de 180° autour d'un axe horizontal, de sorte que le manomètre à huile, immobile, se trouvait alternativement en communication avec son bout supérieur et inférieur, ont donné des résultats de l'ordre de grandeur calculée, mais très inconstants. Les données de Regnault, Jolly, Leduc et Rayleigh, sur la disposition de leurs appareils, ne sont pas assez détaillés pour permettre de calculer la valeur précise des corrections dues à l'action de la pesanteur sur la masse du gaz

(1) *Journ. de Phys.*, 3e série, t. IV, p. 583; 1895.

soumis à l'expérience. Toutefois, pour les expériences de Regnault sur la loi de Mariotte, l'auteur trouve assez de données pour calculer de nouvelles valeurs, A' et B', des coefficients A et B de la formule de Regnault :

$$\frac{P_1V_1}{P_0V_0} = 1 + A\left(\frac{V_0}{V_1} - 1\right) + B\left(\frac{V_0}{V_1} - 1\right)^2$$

| | A | A' | B | B' |
|---|---|---|---|---|
| Air. . . . | — 0,0010499 | — 0,0011054 | +0,00001737 | +0,00001938 |
| Azote. . . | — 0,0006388 | — 0,0006901 | +0,00000520 | +0,00000704 |
| Ac. carbon. . | — 0,0084556 | — 0,0085318 | —0,00001027 | —0,00000729 |

Th. KAPOUSTINE. — **De l'influence des forces électriques et magnétiques sur la pression et le volume des gaz, p. 130-162.**

Ce sujet a été maintes fois discuté, mais l'expérience n'a pas encore donné un appui satisfaisant à ces discussions. L'auteur remarque que les forces pondéromotrices, dont l'expression a été donnée par Helmholtz, ne produisent pas de différences de pression aux endroits d'une masse de gaz indéfinie où le champ magnétique est nul. Par conséquent, on est forcé de mesurer des différences de pression très affaiblies, si l'on limite la masse du gaz influencée par une enceinte dont les parois sont hors du champ. Dans le cas contraire, il serait nécessaire de faire intervenir des conditions superficielles qu'il est très difficile de préciser et d'introduire dans le calcul. Il s'agit donc de trouver le moyen le plus sensible pour constater et mesurer de faibles variations de pression. Mais toutes les méthodes de ce genre demandent nécessairement une variation de volume de gaz pour le jeu de l'indicateur, quoiqu'il soit possible de réduire ce volume à sa valeur primitive pour la mesure de la pression (par exemple baromètre de Goldschmidt. L'auteur a entrepris des expériences pour constater la plus petite variation de volume d'un gaz que l'on peut remarquer en observant le déplacement d'une goutte de liquide dans un tube capillaire horizontal. En se servant d'un microscope à micromètre oculaire et d'une goutte d'alcool éthylique dans un tube de 45 millimètres, il a constaté une variation de 0,0000002 du volume primitif du gaz. D'après les calculs de M. Lippmann et autres, c'est à peu près la variation que l'on peut produire dans les expériences de ce genre. Par cette raison, quelques expériences faites par l'auteur n'ont pas donné des résultats certains, et il serait inutile de les multiplier avant d'avoir à sa disposition une méthode bien précise pour la mesure des faibles variations de la pression.

Th. KAPOUSTINE. — De l'influence des forces électriques sur la pression de l'atmosphère, et d'une méthode nouvelle pour mesurer l'intensité du champ de l'électricité atmosphérique en valeur absolue, p. 163-196.

Après avoir discuté l'état actuel de la question et constaté l'insuffisance des recherches déjà publiées pour sa solution, l'auteur décrit sa méthode, qu'il considère comme un développement des idées de Dellmann, Hanckel et W. Thomson. Une boîte circulaire, peu profonde, en métal, est placée dans une dépression creusée dans la terre, de sorte que son bord supérieur soit au niveau de la surface du sol. Un disque de même métal est posé, au même niveau, dans cette boîte, sur des supports isolants. Si l'on fait communiquer ce disque, de surface $\omega$, avec le sol, pour lequel l'intensité cherchée du champ électrique est $\frac{\partial V}{\partial n}$, ce disque se charge d'une quantité d'électricité Q, qui s'exprime par la formule connue :

$$Q = -\frac{K}{4\pi}\frac{\partial V}{\partial n}\cdot\omega,$$

où K désigne la constante d'induction de l'air.

Au moment voulu, la communication du disque avec le sol est rompue, et la boîte est recouverte d'un couvercle métallique. La charge Q du disque bien isolé reste constante ; on peut porter le tout dans le laboratoire et déterminer Q en valeur absolue, à l'aide d'un galvanomètre balistique ou d'un électromètre, si l'on connaît d'avance la capacité électrique du condensateur formé par le disque et sa boîte. Pour obtenir un isolement parfait, l'auteur emploie une modification du support Mascart : la tige isolante en verre est entourée d'un tube métallique et, dans l'intervalle ainsi formé, on insuffle lentement un courant d'air desséché par son passage à travers un tube rempli de chlorure de calcium. Un électroscope, muni d'un isolateur semblable et chargé à l'air libre à 25° C., a conservé sa charge dans une chambre chauffée, malgré des gouttes de rosée condensées sur sa surface extérieure.

N. SCHILLER. — Les conditions générales de l'équilibre des forces extérieures sont-elles applicables aux cycles réversibles, p. 197-213.

L'auteur discute la question, en réponse à la critique que M. Sokoloff a publiée sur son mémoire : *De l'influence de la*

*pression extérieure, appliquée à la surface de séparation d'un fluide et de sa vapeur sur la tension de cette dernière.* Il trouve cette application légitime, si l'on n'oublie pas quelques restrictions et suppositions indispensables.

N. HESEHUS. — Essai sur les principes d'une théorie physique de l'électricité, p. 239-258.

L'auteur cherche à résumer les principes de la théorie de l'électricité conforme aux idées de Faraday dans leur développement moderne. L'électrisation d'un corps est l'effet de la rupture d'équilibre entre l'éther qu'il contient et celui du milieu environnant. Le champ électrique ainsi formé peut être caractérisé par des formules de Maxwell pour l'*élasticité électrique*, et les expressions des diverses quantités qui le déterminent sont facilement déduites de l'hypothèse fondamentale. L'électrisation par contact s'explique d'elle-même, si l'on suppose que la densité de l'éther est différente dans divers corps.

N. HESEHUS. — Sur les étincelles électriques infléchies à angle droit à la surface de l'eau, p. 260-268.

L'auteur a cherché à préciser les conditions nécessaires pour reproduire le phénomène connu du glissement de l'étincelle à la surface de l'eau. Si l'on place au-dessous des boules d'une machine de Voss un vase avec du pétrole, la trajectoire de l'étincelle ne varie pas. Quand on remplace le pétrole par de l'eau pure, l'étincelle est formée de deux parties verticales et de la droite joignant leurs points de rencontre avec la surface de l'eau. Cette dernière partie n'existe pas quand l'eau contient plus de 0,09 0/0 de son volume d'une solution saturée de $CuSO^4$ ou 0,0004 0/0 de $SO^4H$, les parties verticales restent seules.

N. HESEHUS. — La vitesse du son dans l'air libre, p. 267-275.

Les expériences récentes de Webster Low (1) ont donné pour la vitesse du son dans l'air libre 330,88 mètres, nombre notablement moindre que 332 mètres, obtenu par Kayser, 332,3 par Schneebeli, 331,9 par Seebeck. En cherchant la cause de ce désaccord des résultats des expériences soignées de Low, l'auteur a remarqué que dans

(1) WEBSTER LOW, *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXXVIII, p. 249 ; 1894.

ses calculs Low introduit le nombre 1,3968 pour le quotient K des deux chaleurs spécifiques au lieu de $K = 1,406$, généralement admis, et qu'il rejette dans le développement de $(1 + \alpha t)^{-\frac{1}{2}}$ les termes d'ordre supérieur au premier. Si l'on refait les calculs, on obtient $V = 331,44$, nombre s'approchant beaucoup de 331,8, moyenne de toutes les valeurs citées.

A l'aide du phénomène de l'écho, M. Heschus a récemment obtenu $v = 332,3$, comme moyenne de 10 observations, à deux températures de 17 et 22° C. dans l'air où la pression de la vapeur d'eau variait de 11,2 à 11,5 millimètres.

N. KASANKINE. — Sur la force électromotrice de quelques éléments galvaniques, p. 276-320.

La théorie des éléments formés par deux électrodes d'un même métal plongées dans deux solutions de différentes concentrations d'un sel de ce métal, a été donnée par Helmholtz et perfectionnée par Nernst. Toutefois cette théorie ne rend pas compte de l'influence du liquide dissolvant, circonstance que l'auteur s'est proposé d'élucider par des expériences. Pour former l'élément, il a employé l'eau et l'alcool amylique, liquides qui ne se mêlent pas mais se dissolvent mutuellement dans une proportion déterminée. Les métaux employés ont été : In, Cd, Cu, Co, Ag, Sn, Pt et Hg. La force électromotrice des éléments, formés par l'eau et l'alcool amylique sans sel, était notable, mais très variable. Le courant était constamment dirigé dans l'élément de l'eau à l'alcool avec des électrodes en Cd, Sn, Zn et Co ; sa direction était contraire pour Cu, Ag et Pt. Si le sel était dissous dans l'un des deux liquides seulement, la direction du courant restait la même que dans le cas précédent, à l'exception de $AgAzO^3$ qui donnait un courant de direction contraire, quand il était dissous dans l'alcool. La valeur de la force électromotrice diminue ordinairement avec la concentration de la dissolution et augmente avec le temps. Si l'on laisse longtemps en contact une solution d'un sel dans l'eau avec la solution du même sel dans l'alcool amylique, il s'établit, grâce à la diffusion, un état d'équilibre ; la force électromotrice d'un élément formé de ces solutions est à peu près nulle.

Ces résultats sont inexplicables par les formules de Nernst.

W. LERMANTOFF.

## ANNALES DE LA CHAMBRE CENTRALE DES POIDS ET MESURES RUSSES (Supplément).

T. II, 1895.

### D. MENDELEEFF. — Poids d'un volume défini d'eau, p. 152.

Après avoir discuté toutes les expériences précises pour déterminer le poids de l'unité de volume de l'eau pure, faites par Shuckburg, Lefèvre-Gineau, Kupffer et Chaney, l'auteur a conclu qu'en l'état actuel de la question il faut admettre le nombre $999^{gr},840$ pour le poids de 1 décimètre cube d'eau à sa densité maximum, à quelques milligrammes près. La densité de l'eau à la température T° C. du thermomètre à mercure (corrigé de toutes ses erreurs, mais non réduit aux degrés du thermomètre à hydrogène) peut être exprimée avec une approximation suffisante par la formule :

$$S_t = 1 - \frac{(t-4)^2}{1,9\,(94,1+t)\,(703,5-t)}.$$

Le poids de 1 litre d'air sec du laboratoire, contenant 4 dix millièmes de $CO^2$ à 0° et à la pression de 760 millimètres (dépendant de l'intensité de la pesanteur, à cause de ce mode de mesurer la pression), doit être le poids égal à $1^{gr},2637$ pour Paris, $1^{gr},2948$, pour Saint-Pétersbourg et $1^{gr},2940$ pour Londres. Le poids de 1 litre d'air entre 14° et 22° C. à la pression $H_0$ de 730 millimètres contenant de la vapeur d'eau à la pression $h$, si l'on pose : $H' = H_0 - 0,37h$, peut s'exprimer par les formules suivantes :

Pour Saint-Pétersbourg. . $e = 1,2067 + 0,0016\,[H' - 755 + 2,6\,(18 - t)]$
Pour Londres. . . . . $e = 1,2052 + 0,0016\,[H' - 755 + 2,6\,(18 - t)]$
Pour Paris. . . . . . $e = 1,2057 + 0,0016\,[H' - 755 + 2,6\,(18 - t)]$

La valeur du poids d'un décimètre cube est loin d'être déterminée avec une précision satisfaisante : tandis que les kilogrammes sont comparés aujourd'hui à $\pm$ $0005^{mgr}$ ou à 0,000000005 près, les mètres à $\pm 0^{mm},005$ ou à 0,000005 près, le volume d'un corps d'à peu près 1 décimètre cube n'a été mesuré qu'à quelques dix millièmes de sa valeur près. L'auteur attribue cette erreur principalement à l'influence des dimensions trop restreintes des corps dont on mesurait le volume et à la méthode des pesées hydrostatiques. Pour

obtenir un nombre plus précis, il propose, en premier lieu, de construire une sphère creuse en métal, d'à peu près 30 centimètres de diamètre, de la lester de manière qu'elle commence à tomber au fond dans de l'eau à une température connue et de la peser dans l'air après avoir obtenu cet effet, pour déterminer le poids du même volume d'eau à la température de l'observation. Une deuxième méthode consiste dans l'emploi d'un vase cylindrique en acier, de 1 mètre de diamètre, bien façonné intérieurement au tour ; on pèse la quantité d'eau nécessaire pour y faire varier la hauteur du niveau de 1 mètre. Le cylindre doit être entouré d'un réservoir rempli d'eau, dont le niveau est réglé à la même hauteur qu'à l'intérieur du cylindre, pour obvier à la déformation des parois. L'expérience doit être exécutée à une température voisine de 4°, et les coefficients de la variation de volume de l'eau avec la température et la pression doivent être mesurés de nouveau au dix millième près.

W. Lermantoff.

---

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

---

### Annales de Chimie et de Physique,

7e série, t. VIII, août 1986.

A. Cotton. — *Note sur l'emploi de la lame de Bravais*, p. 433.

---

---

# POLARISATION

ET

# OPTIQUE CRISTALLINE

**LEÇONS PROFESSÉES A LA SORBONNE EN 1895**

PAR

**H. PELLAT**

Professeur-adjoint à la Faculté des Sciences de Paris

RÉDIGÉES PAR MM.

**DUPERRAY**

Agrégé de l'Université, préparateur à la Sorbonne

**GALLOTTY**

Agrégé de l'Université, professeur au lycée de Châteauroux

Paris, 1896. — Georges CARRÉ, éditeur

# TABLE DES MATIÈRES.

## OCTOBRE 1896.



Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

# JOURNAL
# DE PHYSIQUE
## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — NOVEMBRE 1896.**

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
11, RUE RATAUD, 11.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-quatre premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, 1895, se vendent séparément.......................................................... 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

*Prix pour un an* (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale.............. 15 fr.

Autres pays ........................................................ 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

---

## LIBRAIRIE GAUTHIER-VILLARS ET FILS,

QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55, A PARIS.

---

**BRUNHES (Bernard)**, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lille. — **Cours élémentaire d'Électricité.** *Lois expérimentales et principes généraux. Introduction à l'Électrotechnique.* Leçons professées a l'Institut industriel du Nord de la France. In-8, avec 137 figures; 1895.................. 5 fr.

**ÉRARD (Eric)**, Directeur de l'Institut électrotechnique Montefiore, annexé à l'Université de Liège. — **Leçons sur l'Électricité**, professées à l'Institut électrotechnique. 4ᵉ édition, refondue et complétée. 2 volumes grand in-8, se vendant séparément :

Tome I : *Théorie de l'Électricité et du Magnétisme. Électrométrie. Théorie et construction des générateurs et des transformateurs électriques*, avec 269 figures; 1895........................................ 12 fr.

Tome II : *Canalisation et distribution de l'énergie électrique. Application de l'électricité à la production et à la transmission de la puissance motrice, à la traction, à la télégraphie et à la téléphonie, à l'éclairage et à la métallurgie*, avec 263 figures; 1895........................................ 12 fr.

**MIN (J.)**, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, professeur de Physique à l'École Polytechnique, et **BOUTY (E.)**, Professeur à la Faculté des Sciences. — **Cours de Physique de l'École Polytechnique.** 4ᵉ édition, augmentée et entièrement refondue par E. Bouty. 4 forts volumes in-8 de plus de 4000 pages, avec 1587 figures et 14 planches sur acier, dont 2 en couleurs; 1885-1891. (*Autorisé par décision ministérielle.*) Ouvrage complet. 72 fr.

(*Voir* la suite page 3.)

# SUR UNE NOUVELLE DÉTERMINATION DE LA MASSE DU DÉCIMÈTRE CUBE D'EAU DISTILLÉE, PRIVÉE D'AIR A SON MAXIMUM DE DENSITÉ

Par M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

On sait que, des deux étalons prototypes du mètre et du kilogramme, tels qu'ils ont été établis à l'origine par la Commission de l'Académie des Sciences et reproduits récemment par la Commission internationale du Mètre, ni l'un, ni l'autre, ne correspond à sa définition théorique.

Pour le mètre, cela a peu d'importance. Il constitue une unité bien définie par l'étalon prototype lui-même, par ses nombreuses copies et, d'une manière plus permanente encore, par ses relations avec trois des raies du cadmium (1).

Il en serait de même pour le kilogramme, si l'on connaissait avec une exactitude suffisante la valeur de *la masse* M *exprimée en fonction de l'étalon du kilogramme, du décimètre cube d'eau distillée, privée d'air, à son maximum de densité, le décimètre étant la dixième partie de l'étalon du mètre* (2).

C'est, en effet, toujours par des pesées que l'on mesure des volumes ou des capacités. On les exprime ainsi en fonction d'une unité spéciale dérivée, non du mètre, mais du kilogramme, et que l'on désigne pour éviter toute ambiguité, sous le nom de litre. Le rapport du litre au décimètre cube est $\frac{1}{M}$.

Encore, fait-on usage, dans ce cas, d'une unité bien définie. Il en est autrement dans d'autres circonstances. C'est, en effet, tantôt par des mesures linéaires, tantôt par des pesées, que l'on détermine des longueurs (par exemple l'épaisseur d'une couche d'argent) ou des surfaces (section d'un tube). Il en résulte des confusions qui ont subsisté pendant onze ans (jusqu'en 1892) dans la définition de l'Ohm.

Dans ces trois cas, les nombres obtenus par des pesées doivent être multipliés par $\frac{1}{M}$, si l'on veut exprimer les grandeurs mesurées

(1) MICHELSON, *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. XI.

(2) On se trouverait ainsi réaliser pour le kilogramme ce que Michelson a fait pour le mètre : en donner une définition indépendante de l'étalon prototype lui-même; mais il faudrait pouvoir atteindre une précision bien supérieure à celle que j'ai pu obtenir dans ce travail.

en fonction des unités correspondantes dérivées de l'étalon du mètre.

Le tableau suivant montre à quel point les données que nous possédions relativement à M étaient jusqu'ici insuffisantes.

| | | |
|---|---|---|
| 1799 | Lefevre-Gineau et Fabbroni (1) . . | M = 1,000gr,000 |
| » | Revision par Broch (2) : de 999,910 à . . | 999 ,880 |
| » | Revision par Mendeleeff (3) . . . . . | 999 ,960 |
| 1798-1821 | Shuckburg et Kater (4) . . . . . . . | 1,000 ,480 |
| 1825 | Berzélius, Svanberg, Ackermann (5) . . | 1,000 ,296 |
| 1834 | Stampfer (6) . . . . . . . . . . . | 999 ,653 |
| 1841 | Kupffer (7) . . . . . . . . . . . | 999 ,989 |
| » | Revision par Mendeleeff . . . . . . | 999 ,850 |
| 1890 | M. Chaney (8) . . . . . . . . . . . | 1,000 ,004 |
| » | Revision par Mendeleeff . . . . . . | 999 ,841 |

Tous ces nombres ont cependant été obtenus par la même méthode générale. Étant donné un solide qui a, approximativement, une forme géométrique simple, on en mesure les principales dimensions en fonction de l'étalon du mètre ; on en déduit son volume en décimètres cubes. On détermine, d'autre part, directement ou indirectement, en fonction du kilogramme, la perte de poids que subit ce solide lorsqu'on l'immerge dans de l'eau pure, privée d'air, à son maximum de densité, d'où l'on déduit son volume en fonction du litre. Le rapport de ce dernier nombre au premier est égal à M.

De ces deux opérations, c'est la première qui me semble présenter le plus d'aléas. Tout d'abord, l'erreur relative sur le volume est triple de l'erreur relative commise sur les dimensions linéaires. Comme d'autre part, on ne peut réaliser qu'approximativement un solide de forme géométrique, on est obligé d'imaginer ce solide décomposé en éléments dont on calcule séparément le volume. On effectue ainsi une série d'approximations dont l'influence sur le résultat final est difficile à apprécier. A ce point de vue, les expériences de Lefevre-Gineau et Fabbroni sont certainement les meilleures, tant à cause

(1) *Bases du système métrique*, par Méchain et Delambre, t. III, p. 558 (rapport de Trallès).

(2) *Commission internationale du mètre*, procès-verbaux, 1873-1874.

(3) *Proceedings Roy. Soc. Lond.*, 5 déc. 1895.

(4) *Phil. Trans. Lond.*, 1798, p. 133, et 1821, p. 316.

(5) *Mémoires de l'Académie des Sciences de Stockholm*, 1825.

(6) *Iahrbücher des K. K. Polyt. Inst. zu Wien.*, t. XVI, p. 53.

(7) *Travaux de la Commission pour fixer les poids et mesures de l'empire de Russie.*

(8) *Phil. Trans. Lond.*, 1892, p. 331.

de la perfection avec laquelle Fortin avait tourné le cylindre employé que du choix judicieux des dimensions linéaires qui ont été mesurées.

Au point de vue des pesées, ce sont également leurs expériences qui semblent présenter le plus de garanties. Seuls, en effet, ils ont effectué leurs pesées hydrostatiques dans des conditions favorables de température (0°,3) : tous les autres ont opéré trop loin du maximum de densité, à 62° Fahrenheit, soit $16° \frac{2}{3}$ C.

On sait que, malheureusement, nous ne possédons d'autres renseignements sur leur travail que ceux que contient le rapport de Trallès, dans lequel Broch a relevé des erreurs ou même des contradictions qui laissent quelques doutes sur l'exactitude de leurs calculs numériques.

I. — J'ai été conduit à donner au solide que j'ai employé la forme d'un parallélépipède rectangle. Elle présente l'avantage que ce solide est uniquement terminé par des surfaces planes, et l'on sait avec quelle perfection, grâce à M. Laurent, on sait les obtenir aujourd'hui. On peut, d'autre part, dans ces conditions, appliquer aux mesures linéaires les méthodes interférentielles si précises, qui fournissent des mesures absolues si l'on prend comme radiation de comparaison l'une des radiations du cadmium étudiées par M. Michelson, par exemple la raie verte, dont la longueur d'onde, dans l'air à 15° du thermomètre en verre dur, à la pression normale est $0^{\mu},5085824$. La matière adoptée a été le quartz, qui est inaltérable dans l'eau, et dont les propriétés physiques sont bien connues. Seul, l'indice a dû être directement mesuré au moyen d'un prisme tiré du même bloc que le parallélépipède. La condition d'homogénéité, nécessaire pour les mesures optiques, contraint, il est vrai, à restreindre les dimensions du solide, mais cet inconvénient est bien compensé par la facilité et la précision des mesures. Le parallélépipède, de 4 centimètres environ sur 3 cm. 95 et 3 cm. 90, a été taillé par M. Werlein.

Les mesures optiques ont été effectuées par la méthode des franges de Talbot ; sur le trajet de l'une des moitiés du faisceau de lumière solaire issu d'une fente et tombant sur un réseau, interposons normalement une lame réfringente d'épaisseur $e_t$, d'indice absolu $N_t$ ; l'autre moitié traverse de l'air dont l'indice est $\nu$. Si $\Lambda$ est la longueur d'onde absolue, la quantité $p$ définie par :

$$p = 2 \frac{N_t - \nu}{\Lambda} e_t,$$

est une fonction continue de la longueur d'onde, dont les valeurs entières et, en général, impaires (1) correspondent aux milieux des franges noires dont est sillonné le spectre. Si l'on connaît sans ambiguité les nombres entiers qui caractérisent deux franges sombres comprenant une radiation connue, de simples mesures micrométriques permettent de calculer la valeur $p$ correspondant, dans les conditions de l'expérience, à cette radiation. Cette même formule, dans laquelle on remplace $N_t$, $\nu$ et $\Lambda$ par leurs valeurs, permettra dès lors de calculer l'épaisseur actuelle $e_t$ de la lame et, par suite, son épaisseur à 0°, $e_0$, en valeur absolue.

Les données numériques qui ont servi à effectuer ces calculs ont été les suivantes, l'échelle thermométrique étant celle du thermomètre normal à hydrogène :

*Dilatation du quartz* (Benoît) :

$$\text{Lames parallèles à l'axe : } \frac{e_t}{e_0} = 1 + 10^{-9}(13254,6t + 11,63t^2);$$

$$\text{» normales »} \quad = 1 + 10^{-9}(7161,4t + 8,01t^2).$$

*Indice de l'air* (Mascart et Benoît) :

$$\nu = 1 + 0,0002941 . \frac{H}{76} . \frac{1}{1 + 0,00367t} .$$

*Indice ordinaire* (mesuré) :

$$N_t = 1,5487381 - 10^{-8}(516,8t + 1,552t^2).$$

*Longueur d'onde* (Michelson) :

$$\Lambda = 5,087242 \times 10^{-5} \text{ centimètres.}$$

Sans revenir sur des détails d'expériences qui ont été déjà décrits (2), je crois utile de fournir les renseignements nécessaires pour permettre de juger de l'approximation obtenue.

On a employé, pour la mesure de l'indice, le grand goniomètre Brünner précédemment décrit (*loc. cit.*) et pris les mêmes précautions. On a effectué quatre-vingt-une déterminations, réparties en trois

(1) Elles ne deviennent paires, pour certaines régions du spectre, que si la substance réfringente est douée de pouvoir rotatoire.

(2) *Société de Physique*, 6 avril 1893 ; *J. de Ph.*, (3e série), t. II, p. 365, 1893 ; *Ann. de Ch. et de Ph.*, (7e série), t. V, 1895.

saisons choisies de manière à mettre en évidence l'influence de la température. On peut les réunir de manière à constituer trois groupes *indépendants*, de telle sorte que, pour chacun d'eux, les erreurs provenant soit des mesures des angles du prisme, soit des irrégularités de division du limbe gradué se trouvent éliminées. La moyenne générale conduit à la formule donnée plus haut. Le tableau suivant permet de juger de la concordance entre le calcul et l'observation.

| $t$ | $N_t$ observé | $N_t$ calculé |
|---|---|---|
| | *Premier Groupe* | |
| 7°,60 | 1,548 6976 | 1,548 6979 |
| 16 ,14 | 6510 | 6507 |
| 26 ,04 | 5922 | 5930 |
| | *Deuxième Groupe* | |
| 8°,21 | 1,548 6945 | 1,548 6947 |
| 16 ,80 | 6462 | 6469 |
| 26 ,43 | 5904 | 5907 |
| | *Troisième Groupe* | |
| 7°,90 | 1,548 6967 | 1,548 6963 |
| 16 ,49 | 6488 | 6487 |
| 26 ,40 | 5918 | 5909 |

Il semble permis de considérer les indices calculés par la formule ci-dessus comme exats à une demi-unité près du sixième ordre décimal, ce qui correspond à une approximation de $\frac{1}{1,000,000}$ sur $N - \nu$, de $\frac{3}{1,000,000}$ sur le volume. Cette précision tient, en partie, à la planéité des faces du prisme employé.

J'ai donné plus haut le principe des mesures optiques d'épaisseur. Quant à l'appareil, il ne diffère de celui qui a été décrit dans un précédent travail que par l'emploi d'un réseau concave de Rowland, de $3^m$,15 de rayon de courbure, obligeamment prêté par M. Violle, et par l'utilisation du troisième spectre de diffraction. Il a été commode de prendre comme repères, non la raie verte du cadmium, mais deux raies voisines du fer, qui la comprennent, et qui existent dans le spectre solaire [1]. Soient $p_1$ et $p_2$ les valeurs de $p$, directement mesurées, qui leur correspondent ; la valeur de $p$ pour

(1) Elles correspondent aux divisions 0μ,508 37 et 0μ,50691 des photographies de Rowland.

la raie du cadmium, dans les mêmes conditions, est donnée par :

$$p = p_1 + \frac{\lambda_2}{\lambda} \cdot \frac{\lambda_1 - \lambda}{\lambda_1 - \lambda_2} (p_2 - p_1),$$

soit, d'après une série de mesures micrométriques concordantes :

$$p = p_1 + 0,6654 \, (p_2 - p_1).$$

Les mesures absolues d'épaisseur n'ont été effectuées qu'en douze régions ainsi définies : Les faces du cube sont supposées numérotées, comme le sont celles d'un dé à jouer, les faces un et six étant normales à l'axe optique. Les épaisseurs observées, quatre pour chaque couple de faces, sont relatives aux bords, au milieu de chacune des faces adjacentes. Elles sont caractérisées par des symboles tels que E(1 — 3 — 6), les chiffres extrêmes indiquant les faces dont on a mesuré la distance, au voisinage de la face définie par le chiffre intermédiaire. Ce sont, en réalité, à cause des dimensions du faisceau lumineux qui traverse la lame (carré de 2 millimètres environ de côté), les épaisseurs moyennes à 1 millimètre du bord.

Il importe de connaître chaque fois avec sûreté la partie entière de $p$, ou, ce qui revient au même, le numéro d'ordre de la frange qui avoisine immédiatement la radiation étudiée, du côté du rouge. La méthode que j'ai employée est celle que j'ai décrite dès 1885 (¹). Elle repose sur l'observation des franges produites par la lame étudiée, au voisinage d'une série de raies du spectre, de B jusqu'en F, et présente, ce qui suffit pour la caractériser, la plus grande analogie avec la méthode classique imaginée, dans le même but, par Fizeau et Foucault. Elle en diffère en ce que le dénombrement des franges devient inutile. Cette détermination des parties entières de $p$ a été particulièrement laborieuse, à cause des expériences préliminaires qu'elle a nécessitées, mais a conduit, dans tous les cas, à des résultats d'une sûreté complète.

La détermination des épaisseurs absolues en certains points doit être nécessairement suivie de l'étude des irrégularités de forme du parallélépipède. Les deux faisceaux interférents sont, à cet effet, séparés sur une partie de leur trajet au moyen de parallélépipèdes Fresnel-Mascart. Si l'on déplace alors de quantités connues, soit dans le sens

---

(¹) *Journal de Physique*, (2ᵉ série), t. V, p. 405, 1886.

horizontal, soit dans le sens vertical, la lame que l'on étudie, tout en la maintenant normale au faisceau lumineux qui la traverse, on voit les franges se mouvoir dans le spectre. Sachant qu'au voisinage de la raie D, un déplacement d'une largeur de frange, dans le sens du violet au rouge, correspond à un accroissement d'épaisseur de $1^{\mu},083$, on se trouve pouvoir déterminer rapidement la différence d'épaisseur entre l'une des régions étalonnées et une série d'autres régions convenablement choisies, qui ont été au nombre de quatre-vingts pour chaque couple de faces. Les données ainsi obtenues permettent

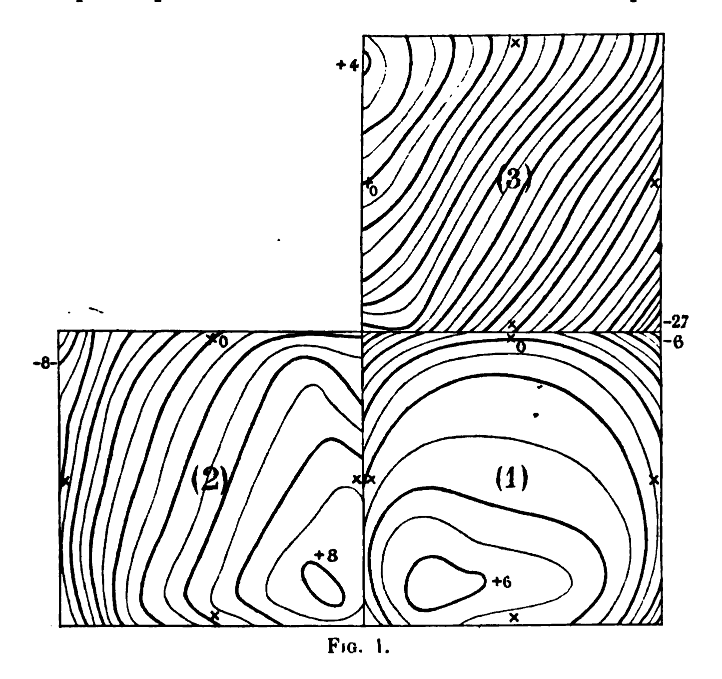



Fig. 1.

de construire les courbes d'égale épaisseur. Celles que reproduit la figure 1 correspondent à des épaisseurs variant par dixièmes de micron [1]. Ces courbes étant tracées, il devient facile (par des mesures d'aires) de calculer, pour chaque couple de faces, les différences entre l'épaisseur moyenne et les épaisseurs aux points étalonnés.

Le tableau suivant résume l'ensemble de toutes ces mesures. On

---

[1] Les chiffres entre parenthèses désignent les faces du parallélépipède tournées du côté de l'observateur.

a indiqué, dans la première colonne, les épaisseurs directement mesurées en valeur absolue. Chacun des nombres inscrits est la moyenne des résultats de trois mesures concordantes, à quelques centièmes de micron près.

*Épaisseur moyenne* (1 — 6) à 0°

| | |
|---|---|
| E (1 — 2 — 6) | 4°,010697 |
| E (1 — 3 — 6) | 4 ,010711 |
| E (1 — 4 — 6) | 4 ,010693 |
| E (1 — 5 — 6) | 4 ,010704 |
| Moyenne : | 4°,010 701 ± 0,0000027. |

*Épaisseur moyenne* (2 — 5) à 0°

| | |
|---|---|
| E (2 — 1 — 5) | 3°,955967 |
| E (2 — 3 — 5) | 3 ,955969 |
| E (2 — 4 — 5) | 3 ,955970 |
| E (2 — 6 — 5) | 3 ,955975 |
| Moyenne : | 3°,955970 ± 0,0000013. |

*Épaisseur moyenne* (3 — 4) à 0°

| | |
|---|---|
| E (3 — 1 — 4) | 3°,892092 |
| E (3 — 2 — 4) | 3 ,862088 |
| E (2 — 5 — 4) | 3 ,892099 |
| E (3 — 6 — 4) | 3 ,892095 |
| Moyenne : | 3°,892093 ± 0,0000013 |

Le volume 0° serait dès lors :

$$V_0 = 61^{cc},75278.$$

Si l'on tient compte de deux corrections, toutes les deux très petites, tenant, l'une à ce que le faisceau lumineux qui traverse la lame est un peu divergent, l'autre à ce que le parallélépipède n'est pas rigoureusement rectangle, le volume devient :

$$V_0 = 61^{cc},75259.$$

C'est naturellement le volume du parallélépipède supposé à arêtes parfaitement vives. L'erreur relative que l'on peut avoir commise étant la somme des erreurs relatives commises sur les dimensions linéaires, on voit que ce volume peut être considéré comme connu à $\frac{1}{600,000}$ près.

II. — La valeur de la masse d'eau distillée déplacée par le parallélépipède a été déduite des résultats de deux opérations distinctes.

La masse absolue du parallélépipède a été déterminée par MM. R. Benoît et P. Chappuis, que je me fais un plaisir de remercier ici. Elle l'a été au sortir même du parallélépipède des mains du constructeur. A ce moment, les arêtes pouvaient en être considérées comme absolument vives, la seule écaille sensible qui ait été observée, et dont l'existence avant les pesées est même douteuse, n'ayant pas un volume supérieur à $0^{mmc},0007$. Cette masse était de :

163,68257 grammes.

La mesure de la densité du quartz qui constitue le parallélépipède a été faite, par contre, en dernier lieu, en hiver, aux environs de la température de 6°,2, pour laquelle la masse d'eau déplacée, $V_t e_t$, passe par un maximum. On a employé la méthode hydrostatique de la manière suivante : un plateau de platine un peu lourd est suspendu

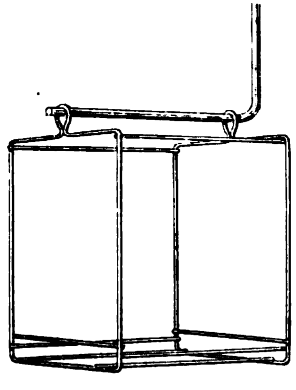


Fig. 2.

par un fil fin de platine à l'extrémité droite du fléau d'une balance de Ruprecht, et plonge dans l'eau contenue dans un vase doré intérieurement. Le parallélépipède est placé au centre d'une cage de fil de platine, très légère, munie à la partie supérieure (*fig.* 2) de deux anneaux qui permettent de la saisir, sous l'eau, au moyen d'un crochet d'argent. On peut de la sorte la transporter alternativement sur le plateau de platine ou à côté, sur le fond même du vase. On est certain ainsi de maintenir absolument constant le niveau du

liquide dans ces deux pesées consécutives, et de maintenir invariables la forme, ainsi que la hauteur du ménisque soulevé le long du fil.

De pareilles pesées hydrostatiques peuvent acquérir une grande précision, malgré les actions capillaires, si l'on prend comme repère. non l'orientation du fléau correspondant à son état de repos, mais celle qui correspond à une émersion de quelques millimètres du fil de suspension ([1]).

Une marche analogue permet de déterminer le poids apparent dans l'eau, de la cage seule. Quant au poids apparent du parallélépipède dans l'air, on a eu soin, pour le déterminer, de le placer du même côté de la balance que lors des pesées hydrostatiques. On l'a mesuré avant et après ces dernières, afin de vérifier qu'il ne s'était pas produit de nouvelles écailles pendant ces opérations un peu dangereuses à ce point de vue. Les résultats de ces pesées peuvent être aisément ramenés par le calcul aux mêmes conditions de température et de pression que les pesées hydrostatiques principales : celles de la cage contenant le parallélépipède.

Désignons par P et P′ les poids apparents du quartz dans l'air et dans l'eau, dans les mêmes conditions de température $t$, de pression, d'état hygrométrique ; par $e_t$ la densité de l'eau à $t^\circ$ rapportée à sa densité maximum ; par $\varphi(t)$ le rapport $\frac{V_t}{V_0}$ pour le quartz ; par $d_0$ la densité à 0° de ce dernier, par $a$ la densité de l'air par rapport à l'eau, $d_0$ se calcule par la relation :

$$d_0 = \frac{Pe_t - P'a}{P - P'} \varphi(t).$$

Les dix valeurs de $d_0$ qui ont été ainsi déterminées se sont trouvées comprises entre 2,650728 et 2,650736. Leur moyenne est :

$$d_0 = 2{,}650732 \pm 0{,}000001.$$

Pour tenir compte des diverses autres causes d'erreurs, introduites en particulier par les pesées accessoires, nous ne considérons cette densité comme connue qu'à $\frac{1}{1{,}000{,}000}$ près.

([1]) *Journal de Physique* ; voir plus haut, pages 267 et 268. Les figures 1, 2 et 3 de ce travail correspondent à des diamètres du fil de suspension de 0mm,08 pour la première, de 0mm,19 pour la seconde, de 0mm,50 pour la troisième.

L'eau employée a été distillée deux fois, en dernier lieu dans un ballon en verre, la vapeur étant condensée dans un tube en argent, et l'eau directement recueillie dans le récipient doré où devaient se faire les pesées hydrostatiques. Elle était privée d'air par ébullition dans le vide, mais il s'écoulait vingt minutes entre le moment de la rentrée de l'air et celui de la pesée hydrostatique du quartz.

Pour répondre à une observation que M. Mascart a bien voulu me faire, j'ai eu soin de doser l'air dissous au bout de ce temps par l'eau, au niveau même où se trouvait suspendu le parallélépipède. Il est le *quart* de celui qui se trouve dissous dans l'eau saturée d'air. Il en résulte une correction que les déterminations de Marek(1) rendent possible. La densité du quartz à 0° par rapport à l'eau privée d'air à son maximum de densité devient :

$$d_0 = 2{,}650728.$$

Je me suis proposé également de tenir compte des traces de matières solides qui restaient dissoutes dans l'eau employée. En comparant les densités de deux échantillons d'eau obtenus dans les mêmes conditions que précédemment, mais dont l'un avait été concentré au quart de son volume, j'ai pu me convaincre que l'influence sur la densité de l'eau employée des matières solides était entièrement négligeable (environ $0^{\text{mmg}},15$ par litre).

III. — Les résultats de cette étude sont dès lors les suivants :

Le volume du parallélépipède, à 0°, à arêtes vives, est, d'une part :

$$V_0 = \frac{163{,}68257}{2{,}650728} \text{ millilitres} = 61{,}75004 \text{ millilitres.}$$

Il est égal, d'autre part, à :

$$V_0 = 61{,}75259 \text{ centimètres cubes.}$$

On en déduit :

$$1 \text{ litre} = 1{,}000\,041 \text{ décimètres cubes,}$$

et par suite :

$$M = 999^{\text{gr}},959.$$

Quant à l'erreur que peut comporter ce nombre, elle résulte immé-

(1) *Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures*, t. III, p. D. 90.

diatement des causes d'erreurs partielles que j'ai signalées dans le cours de ce travail. Elle peut être de :

$$\frac{3}{1,000,000} + \frac{1}{600,000} + \frac{1\,(^1)}{1,000,000} = \frac{6}{1,000,000}.$$

La masse M peut donc être considérée comme déterminée à environ 6 milligrammes près.

---

## RECHERCHES SUR UNE LOI DE CLAUSIUS AU POINT DE VUE D'UNE THÉORIE GÉNÉRALE DE LA RADIATION;

Par M. SMOLUCHOWSKI DE SMOLAN.

I. — En appliquant les lois de la thermodynamique aux phénomènes du rayonnement, Clausius est parvenu à la conclusion que le pouvoir d'émission d'un corps noir dépend du milieu dans lequel le corps est plongé, c'est-à-dire qu'il doit être proportionnel au carré de son indice de réfraction [2].

Cette loi offre un certain intérêt, d'une part, par la manière purement théorique dont elle a été trouvée, ce qui demande particulièrement une vérification expérimentale; d'autre part, elle paraît bien curieuse, puisqu'elle semble énoncer — en supposant que les rayons ne proviennent pas de la surface mathématique, mais de l'intérieur du corps — que le milieu extérieur exerce une action à distance, en changeant le pouvoir d'émission du corps en question.

Cette réflexion devient encore plus frappante si l'on considère la radiation d'un corps sensiblement transparent, par exemple d'un liquide ou d'un gaz, où les rayons passent à travers des couches épaisses avant d'arriver à la surface; ou doit-on interpréter la loi dans ce cas, en supposant que le rayonnement du corps aurait lieu dans le milieu de sa propre substance?

En ce qui concerne le premier point, je n'ai pu trouver qu'un seul travail expérimental sur la loi de Clausius, de M. Quintus Icilius [3]; ce travail, d'ailleurs, comme je le démontrerai plus loin, est fondé sur

(1) Le premier de ces termes correspond à l'erreur provenant de la détermination de l'indice; le second, à celle des mesures optiques d'épaisseurs; le troisième à celle de la mesure de la densité.

(2) *Mech. Wärmeth.*, p. 337.

(3) *Pogg. Ann.*, t. CXXVII.

des principes incorrects. C'est d'une autre façon que j'ai essayé d'en faire une vérification de la loi, et j'ai obtenu un résultat affirmatif ([1]).

Quant à la seconde remarque, je veux démontrer ici que tout s'éclaircit complètement quand on réduit le rayonnement de la surface d'un corps à celui des éléments de volume à son intérieur.

Jusqu'à présent on a basé la théorie mathématique de la radiation presque exclusivement sur la loi de Lambert, qui, en considérant la superficie du corps comme siège du rayonnement, lui attribue un certain pouvoir d'émission qui, multiplié par le cosinus de l'angle d'émanation, devrait exprimer l'intensité de la radiation dans cette direction.

Mais certainement il est beaucoup plus conforme à la nature du phénomène de fonder la théorie sur la supposition que les rayons sont émis par les éléments du corps même, ce qui permet de la déduire d'hypothèses extrêmement simples et d'employer les mêmes formules aussi à la radiation de corps comme les liquides, les gaz, etc., tandis que la loi de Lambert n'est plus applicable dans ce cas-ci, et, en général, dans tous les cas où la transparence (diathermansie) des corps devient sensible.

La première idée d'une telle théorie est due à Fourier, qui expliquait la loi du cosinus en admettant que la lumière provient d'une certaine profondeur au-dessous de la surface du corps et, par conséquent, que le volume de cette couche lumineuse décroît en raison du cosinus de l'angle d'émission.

Une démonstration plus exacte a été donnée par Lommel ([2]), qui applique des principes semblables à ceux exposés plus loin, à la déduction de la formule (2) et à la théorie de la fluorescence, en démontrant leur supériorité sur la théorie ancienne.

Mais, comme il néglige certains facteurs qui sont importants pour les conclusions suivantes, je me propose de développer ici la théorie avec plus de précision et d'en déduire la loi de Clausius et une modification plus importante encore pour le rayonnement à l'intérieur d'un corps.

II. — Supposons, d'abord, que chaque élément de volume d'un corps, $dv$, émet par unité de temps la quantité d'énergie rayonnante (calorifique ou lumineuse) $\eta dv$, distribuée également dans toutes les

---

(1) Voir plus loin.
(2) *Wied. Ann.*, t. X, p. 449, 1880.

directions ; cette quantité serait égale à celle qui traverse une surface sphérique, circonscrite avec un rayon $r$, s'il n'y avait pas d'absorption; celle-ci l'affaiblira jusqu'à la valeur $\sigma$.

Ma seconde supposition consiste en ce que chaque élément de volume absorbe une quantité proportionnelle à son volume et à la densité de la radiation $\frac{\sigma}{4\pi r^2}$ (ou, ce qui revient au même, que la radiation $\sigma$ est diminuée dans l'espace $dr$ de la quantité $\alpha\sigma dr$). Nous avons, par conséquent,

$$-d\sigma = 4\pi r^2 dr\alpha \frac{\sigma}{4\pi r^2} = \alpha\sigma dr,$$

ce qui donne la loi d'absorption bien connue : $\sigma = \sigma_0 e^{-\alpha r}$.

Imaginons maintenant un élément de surface $d$F vu, du centre $dv$, sous un angle solide $do$, et dont la normale, que nous choisissons comme axe d'un système de coordonnées sphériques, forme un angle $\varphi$ avec le rayon vecteur $r$.

La quantité d'énergie, traversant cet élément, sera exprimée par $\frac{do}{4\pi} \eta dv e^{-\alpha r}$, et la quantité, émise par un corps entier, par l'intégrale:

$$\frac{1}{4\pi} \int do \eta e^{-\alpha r} dv \qquad (1)$$

étendue aux limites du corps.

On peut remplacer ici $do$ par $\frac{dF \cos \varphi}{r^2}$ et, si on suppose que le corps rayonnant a la forme d'un cône, d'angle solide $d\omega$, qui s'étend de $d$F à l'infini (*fig.* 1), l'intégrale se réduira, par l'expression $dv = r^2 d\omega dr$ à la formule :

$$\frac{\eta}{4\pi} \int_0^\infty \frac{dF \cos \varphi}{r^2} d\omega r^2 e^{-\alpha r} dr = \frac{\eta}{4\pi\alpha} dF d\omega \cos \varphi \qquad (2)$$

Si le milieu (transparent) B (*fig.* 1), qui se trouve de l'autre côté de la surface, a le même indice de réfraction, les rayons le traverseront sous le même angle $\varphi$ et, par conséquent, nous pouvons considérer cette formule comme représentant la quantité d'énergie émise par un

élément de surface d'un corps d'épaisseur très grande, en comparaison de $\alpha$ sous l'angle $\varphi$.

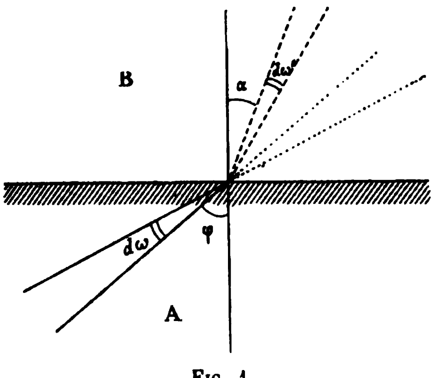



Fig. 1.

En effet, ce n'est autre chose que la loi de Lambert, bien connue, dans laquelle $\frac{\eta}{4\pi\alpha} = \varepsilon$ représente le pouvoir d'émission.

La quantité totale émise par un élément de surface sera égale à :

$$\frac{\eta dF}{4\pi\alpha}\iint \sin\varphi \cos\varphi d\varphi d\theta = \frac{\eta dF}{2\alpha}\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\varphi \cos\varphi d\varphi = \frac{\eta dF}{4\alpha} \qquad (3)$$

Un corps pareil, comme nous l'avons supposé, paraît noir en couches assez épaisses, à moins que l'absorption $\alpha$ ne soit rigoureusement égale à zéro pour une certaine longueur d'onde ; il absorbe tous les rayons calorifiques incidents, et la quantité qu'il émet lui-même est égale à celle qui serait émise par un corps appelé par Kirchhoff « parfaitement noir », c'est-à-dire tel qu'il absorbe déjà tous les rayons dans une couche infiniment mince.

Excepté ce cas-là, la fiction du corps parfaitement noir ne peut jouer aucun rôle dans notre théorie, puisqu'il n'est qu'une abstraction mathématique fondée sur la supposition que le rayonnement et l'absorption sont localisées à la superficie.

Abandonnons la supposition que l'indice de réfraction soit égal des deux côtés ; dans ce cas, le faisceau des rayons sortants change sa direction (de $\varphi$ en $\psi$) et, en outre, il est affaibli, en vertu des

lois de Fresnel, dans un rapport :

$$M = \frac{1}{2} \frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2 (\varphi + \psi)} \left[ 1 + \frac{1}{\cos^2 (\varphi - \psi)} \right];$$

l'émission apparente $\varepsilon'$ satisfera à l'équation :

$$M\varepsilon d\omega dF \cos \varphi = \varepsilon' d\omega' dF \cos \psi,$$

ce qui peut être réduit, ayant égard aux relations :

$$d\omega = \sin \varphi d\varphi d\theta,$$
$$d\omega' = \sin \psi d\psi d\theta$$

et à la loi de réfraction :

$$n_2 \sin \psi = n_1 \sin \varphi,$$

à l'expression :

$$\varepsilon' = M \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \varepsilon.$$

La quantité qui sort dans un cône $d\omega$, sous l'angle $\varphi$, dans le milieu sera, par conséquent,

$$\varepsilon' d\omega' dF \cos \psi = \varepsilon d\omega' dF \cos \psi M \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \qquad (4)$$

Cette formule exprime, abstraction faite du facteur M, la loi de Clausius ; elle exprime (I) que le pouvoir d'émission, qui doit être introduit dans la loi de Lambert, est augmenté dans le rapport du carré de l'indice du milieu à celui du corps.

Nous avons donc déduit cette loi d'une manière tout à fait différente, sans faire usage de la thermodynamique, en prouvant en même temps que l'agrandissement apparent du pouvoir d'émission n'est qu'une conséquence de la concentration ou de la dispersion des rayons à la surface.

Cependant nous devons faire quelques réserves quant à son exactitude générale.

D'abord, notre formule contient encore le facteur d'affaiblissement M, qui dépend de l'angle $\varphi$ ; elle nie, à vrai dire, l'existence de la loi de Lambert. Il est bien naturel que Clausius n'arrive pas à ce résultat, puisque sa déduction présume l'exactitude de cette loi.

D'autre part, il faut considérer, qu'en mesurant le pouvoir d'émis-

sion extérieur, on observe la valeur $\varepsilon n^2 \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$, si les rayons sortent perpendiculairement à la surface, et que les changements de facteur M ne sont considérables que pour des angles d'émanation assez grands.

Cela explique qu'on n'ait pas encore observé ce détail, d'autant plus que la loi de Lambert n'est pas encore du tout suffisamment vérifiée pour les corps dont il s'agit ici. Car notre déduction suppose que le corps ait une surface complètement polie, sans réflexion diffuse, et, également, que les rayons ne se dispersent pas à l'intérieur, mais se propagent en ligne droite ([1]).

Les corps qui entrent en considération doivent être complètement homogènes et isotropes, comme, par exemple, les liquides, les gaz, diverses sortes de verre, de sels, etc., tandis que les corps comme le marbre, le noir de fumée, le papier, etc., qu'on a essayés jusqu'à présent presque exclusivement, demanderont des considérations beaucoup plus compliquées, et, en effet, on n'a pas encore réussi à trouver une formule générale qui donnerait exactement la variation de la radiation en fonction de l'angle $\varphi$, ce qui, d'ailleurs, se conçoit bien, puisqu'on aura dans chaque cas particulier une autre loi, suivant la structure de la substance et de sa surface.

Il est évident que la loi de Clausius exprimant l'influence du milieu ne pourra pas leur être appliquée, et, pour une cause semblable, il en sera de même dans le cas où le corps rayonnant est si mince que sa transparence devient sensible; mais, dans les deux cas, subsistera la modification de la loi que je déduirai pour le rayonnement du volume, et la formule (1) est suffisante pour résoudre chaque problème particulier pour les corps homogènes.

Une autre remarque est à faire, quand l'indice de réfraction du milieu extérieur est plus grand que celui du corps; dans ce cas, le rayonnement extérieur peut avoir lieu seulement jusqu'à l'angle de réflexion totale, et les parties du milieu, qui se trouvent au delà, ne seront pas atteintes; d'autre part, les rayons qui l'émettent, eux-mêmes, ne seront pas absorbés par le corps, mais réfléchis totalement à l'intérieur du milieu.

Cette conclusion exige aussi une vérification expérimentale.

---

([1]) Les métaux exigeront une recherche spéciale, par suite de la grandeur de $\alpha$ en comparaison de $\lambda$.

Une troisième conséquence, que nous déduisons de notre théorie, est que la lumière émise doit être partiellement polarisée, puisqu'elle a subi une réfraction, et son état de polarisation peut être facilement déterminé d'après nos formules.

En effet, on sait que ce phénomène a été découvert par La Provostaye et Desains, et Magnus a exprimé l'avis qu'il est dû à ce que les rayons proviennent de l'intérieur du corps.

Enfin, je détermine l'expression pour la radiation totale traversant un élément de surface ; lorsque l'indice du milieu extérieur est plus grand, elle sera :

$$\frac{\eta}{2\alpha} dF \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi \cos \varphi M d\varphi; \tag{5}$$

donc elle reste approximativement égale à $\frac{\eta dF}{4\alpha}$, mais elle se concentre dans un cône d'angle $\psi = \text{arc sin} \frac{1}{n}$.

Si l'indice du milieu est plus petit, nous aurons :

$$\frac{\eta}{2\alpha} \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 dF \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi \cos \varphi M d\varphi, \tag{6}$$

elle est diminuée dans le rapport $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2$, parce que le cône de matière rayonnante, dont l'énergie se distribue sur une hémisphère dans le milieu B, est devenu plus petit.

III. — Jusqu'à présent, il s'agissait toujours du même corps rayonnant A, qui se trouvait dans des milieux B d'indices $n$ différents, tandis que, maintenant, nous voulons comparer la radiation de corps différents, ce qui nous obligera à introduire, en dehors de nos suppositions principales, encore le principe Carnot, sous la forme que lui a donnée Clausius.

Supposons que le milieu adjacent B, ayant un indice de réfraction plus grand, rayonne aussi ; dans ce cas, l'énergie totale passant de A à B sera, selon la formule (5) :

$$\frac{\eta_1}{4\alpha_1} N dF \qquad \text{(N désigne une valeur moyenne de M)};$$

celle qui passe de B à A :

$$\frac{\eta_2}{4\alpha_2}\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \mathrm{N}d\mathrm{F}.$$

Si la température des deux corps est la même, il est impossible, selon le principe mentionné ci-dessus, qu'une différence de température se produise, d'elle-même, sans dépense d'un travail mécanique ; donc les quantités $\frac{\eta_1}{4\alpha_1 n_1^2}$, $\frac{\eta_2}{4\alpha_2 n_2^2}$ devront être égales pour tous les corps, et ne dépendre que de la température.

En écrivant cette égalité sous la forme : $\varepsilon_1 : \varepsilon_2 = n_1^2 : n_2^2$ nous remarquons que c'est la forme de la loi de Clausius, mais la signification est différente, puisque $\varepsilon$ désigne ici l'émission à l'intérieur, et $n$ l'indice de la substance rayonnante elle-même.

En tirant ces conclusions nous n'avons pas tenu compte de la composition de l'énergie formée de lumières de différentes longueurs d'onde; nous devrions donc remplacer ces expressions par des intégrales.

Mais il est facile de démontrer que les mêmes formules subsistent encore pour chaque couleur, en faisant usage de ce principe, que l'équilibre calorifique doit être établi, non seulement entre les deux corps entiers, mais aussi entre leurs différents éléments de volume.

Cette condition est remplie d'elle-même à l'intérieur d'un corps de dimensions indéfinies, puisqu'un élément de volume absorbe la partie $\alpha dx$ de la radiation, se produisant dans tous les sens; donc, en somme, $\eta dv$, ce qui est exactement la quantité qu'il émet lui-même.

Mais, lorsqu'un tel élément auquel nous donnons la forme d'un disque d'épaisseur $dh$ et de surface $d\mathrm{F}$ se trouve en voisinage de la surface de séparation (distance $= b$), l'effet produit par l'espace rempli de la substance A doit être le même que si l'espace A était rempli du milieu B, puisque la radiation du reste de l'espace ne change pas.

Un faisceau lumineux, sortant de la surface de séparation sous l'angle $\varphi$, arrive en $d\mathrm{F}$ avec l'intensité :

$$\frac{\eta_1}{\alpha_1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 e^{-\alpha b} \sin\varphi \cos\varphi d\theta d\mathrm{F} d\varphi,$$

[en supprimant M dans la formule (4), valable pour chaque longueur d'onde, ce qui ne change rien], la partie $\frac{\alpha_2 dh}{\cos\varphi}$ en sera absorbée ; donc

en somme :

$$\int \frac{\eta_1}{\alpha_1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 e^{-\alpha b} \sin \varphi \, \alpha_2 dh dF d\theta d\varphi d\lambda,$$

ce qui doit être égal à la radiation d'un milieu B dans une position identique :

$$= \int \frac{\eta_2}{\alpha_2} e^{-\alpha b} \sin \varphi \alpha_2 dh dF d\theta d\varphi d\lambda.$$

Ces relations doivent être remplies indépendamment de $b$, ce qui, en général, n'est possible que si nous avons, pour un $\lambda$ quelconque,

$$\frac{\eta_1}{\alpha_1 n_1^2} = \frac{\eta_2}{\alpha_2 n_2^2}.$$

De cette manière, nous obtenons la loi suivante, qui est applicable aussi lorsque la loi (I) ne l'est pas :

(II). Le pouvoir d'émission d'un élément de volume d'un corps pour une couleur quelconque est proportionnel au produit de son pouvoir d'absorption par le carré de son indice de réfraction.

Pour démontrer la facilité de l'application des principes ci-dessus exposés, je me propose de discuter encore la théorie des expériences de Quintus Icilius et de calculer dans quelle proportion la conductibilité de la chaleur est due à la radiation intérieure.

IV. — Quintus Icilius observait le rayonnement d'une plaque noircie, enfermée dans une boîte qu'on pouvait remplir d'hydrogène ou d'acide carbonique, à l'aide d'une pile thermo-électrique (qui se trouvait à une distance considérable par rapport à l'épaisseur de la boîte).

Il trouvait, en effet, une différence minime de l'ordre de grandeur de $n^2$ et, ayant éliminé par un dispositif habile la différence d'absorption des gaz, il croyait pouvoir considérer cela comme une vérification de la loi de Clausius.

Pourtant, abstraction faite de ce que les gaz se prêtent très peu à de pareilles expériences, à cause de la petitesse de leur pouvoir de réfraction, il est facile de voir que la base théorique est fausse.

Dans la figure 2, la face de la pile thermo-électrique atteinte par les rayons est désignée par T, la couche de gaz par G, et le corps rayonnant par C ; il est évident que la grandeur de l'angle solide $\omega$,

dont les rayons arrivent à F, n'est changée presqu'en rien par l'interposition de la couche plan parallèle du gaz G et que, par conséquent, la quantité du rayonnement reste aussi sensiblement la même.

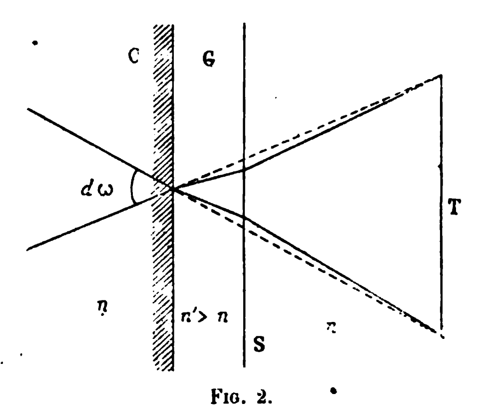



Fig. 2.

On peut obtenir naturellement le même résultat par un calcul simple, si l'on tient compte de la réfraction à la surface de séparation S, qui diminue l'angle solide $d\omega$ d'une quantité presque égale à l'augmentation du pouvoir d'émission par suite de l'agrandissement de l'indice de réfraction extérieur.

Une analyse plus détaillée fournit pour l'augmentation apparente de la radiation d'un faisceau perpendiculaire de rayons, qu'on produit en interposant des couches plan parallèles de substances d'indices de réfraction $n_1$, $n_2$, ..., et d'épaisseurs $b_1$, $b_2$, ..., l'expression :

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon b^2}{n^2 \left(\frac{b_1}{n_1} + \frac{b_2}{n_2} + \frac{b_3}{n_3} + \cdots\right)^2}.$$

Il est facile, d'ailleurs, de se persuader par l'expérience que l'effet reste le même, en observant le rayonnement d'un corps après avoir mouillé sa surface avec un liquide; on ne trouve, en effet, aucun changement d'émission, quoique celui-ci devrait être à peu près le double selon Q. Icilius, à cause de la grandeur de $n$, à moins que la surface ne présente une réflexion diffuse, ce qui introduirait de grandes complications, d'après ce que nous avons dit plus haut.

V. — Le rayonnement intérieur participe au transport de la chaleur

dans un corps inégalement échauffé et produit une augmentation apparente de la conductibilité.

Imaginons un milieu de dimensions indéfinies avec un accroissement linéaire de température $\frac{d\theta}{dx} = c$ dans une direction $x$, que nous choisissons comme axe d'un système de coordonnées sphériques. Un élément de surface parallèle à l'équateur sera traversé par le flux de chaleur $c$K dû à la conductibilité et par une certaine quantité d'énergie rayonnante. D'après la formule (1), on trouve facilement pour celle-ci l'expression :

$$\int \frac{\eta}{2} e^{-\alpha r} \sin \varphi \cos \varphi dF dr.$$

En supposant approximativement que $\eta$ croît proportionnellement à la température : $\eta = e\theta = ecr \cos \varphi$, nous obtenons :

$$\frac{ecdF}{2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi \cos^2 \varphi d\varphi \int_0^{\infty} re^{-\alpha r} dr = \frac{ecdF}{2\alpha^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi \cos^2 \varphi d\varphi = \frac{ecdF}{4\alpha^2}.$$

Donc, l'augmentation apparente du coefficient de conductibilité sera $\frac{e}{4\alpha^2 K}$ ou à $\frac{2n^2}{3\alpha K} \cdot \frac{\eta}{4\alpha n^2}$ ; $\frac{\eta}{4\alpha n^2}$ désigne l'émission totale d'une surface contre une autre d'une température supérieure de 1°.

Considérons par exemple le sulfure de carbone avec $\alpha = 0,863$, $n = 1,52$ ; en prenant pour $\frac{\eta}{4\alpha n^2}$ la valeur 0,000130, on trouve $\frac{e}{4\alpha^2} = 0,000231$, tandis qu'on a trouvé pour K des valeurs comprises entre 0.000267 et 0,000595.

Cette quantité est donc du même ordre de grandeur que la conductibilité elle-même. L'effet sera semblable dans les verres, le sel gemme, etc.

Dans le dispositif employé ordinairement à la mesure de la conductibilité d'un liquide, celui-ci se trouve entre deux plaques de températures différentes ; lorsque : 1° leur distance $x$ est grande par rapport à $\alpha$, on observera la conductibilité apparente que nous venons de calculer ; 2° lorsqu'elle est petite, il faut tenir compte, en outre de la conductibilité, de la chaleur transmise directement entre les deux

plaques, dont l'influence disparaît avec $x = 0$; 3° en employant des distances moyennes, on observera la superposition des deux effets. En plus, il faut considérer que l'accroissement de la température ne sera plus exactement linéaire, mais qu'il augmentera un peu, par suite de l'échauffement du liquide par la radiation ; dans la proximité des deux plaques, l'effet de la chaleur transmise directement, que l'on peut faire varier en changeant le pouvoir d'émission de la surface, sera un maximum pour une distance moyenne.

Sans doute, les grandes différences des coefficients de quelques liquides, trouvés par les expérimentateurs, sont explicables, au moins en partie, par ce fait qu'on a négligé jusqu'à présent ces effets de la radiation.

Le phénomène 1 pourrait être probablement observé directement en mélangeant un liquide très diathermane avec une petite quantité d'une matière très absorbante, qui changerait à peine la conductibilité, mais diminuerait le transport de la chaleur par la radiation intérieure.

C'est le dispositif 3 dont j'ai fait usage pour comparer le rayonnement d'une plaque couverte d'un vernis noir dans l'air et dans le sulfure de carbone, ce qui m'a fourni des résultats concordants avec la loi de Clausius (1).

En résumant les résultats de cette recherche, nous pouvons dire :

Notre théorie permet de déduire les lois fondamentales de l'ancienne théorie, celle de Lambert et de Clausius, en démontrant, cependant, qu'elles ne sont applicables qu'avec certaines restrictions, tandis que les principes exposés ici, c'est-à-dire la formule (1) et la loi (II), modification de celle de Clausius, subsistent dans tous les cas et permettent de résoudre chaque problème, à moins que la nature ondulatoire de la lumière ne produise des phénomènes exceptionnels.

---

## PHÉNOMÈNE DE HALL DANS LES LIQUIDES ;

Par M. H. BAGARD.

Dans une note publiée il y a quelques mois (2), je signalais l'existence du phénomène de Hall dans les liquides ; j'ai fait depuis cette

(1) *C. R.*, t. CXXII, 1896.
(2) *C. R.*, t. CXXIII, 13 janvier 1896.

première publication de nombreuses expériences sur ce sujet. Pour éliminer les perturbations qu'entraîne l'échauffement Joule, j'ai été amené à prendre une épaisseur de plus en plus grande pour la lame liquide ; en augmentant ainsi la section de la lame, on peut, en effet, avec une force électromotrice donnée, rendre la densité du courant et, par suite, l'effet Joule suffisamment faible pour que la température du liquide, devienne sensiblement invariable quand le courant a déjà passé pendant une heure, par exemple. Les résultats que je rapporte ici sont relatifs à des lames liquides de 1 centimètre d'épaisseur; l'effet Hall, quoique fort réduit, est cependant très notable encore, comme on le verra.

*Procédé de mesure.* — Soit une lame liquide rectangulaire B, d'épaisseur uniforme, parcourue par un courant qui est amené par

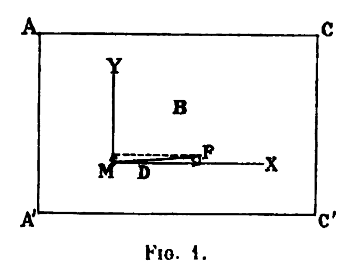



Fig. 1.

deux électrodes planes et parallèles AA', CC' (*fig.* 1). Supposons cette lame disposée dans un champ magnétique uniforme dont les lignes de force soient dirigées suivant son épaisseur. Soient M un point quelconque pris à l'intérieur du liquide ; MX, une droite perpendiculaire aux électrodes, c'est-à-dire parallèle à la direction du flux électrique avant qu'on excite le champ magnétique ; MY, une droite perpendiculaire à MX et à la direction de la force magnétique.

L'établissement du champ magnétique a pour effet d'orienter la force électrique suivant une direction MF qui fait un angle D avec la direction primitive MX. D est un angle très petit qui n'a pas dépassé 12′ dans les expériences que je rapporte ici. On peut alors, en négligeant $D^2$ vis-à-vis de 1, confondre la valeur de la force électrique avec celle de sa composante X suivant MX. Cette valeur doit d'ailleurs être la même en tous les points du liquide, puisque, par hypothèse, le champ électrique et le champ magnétique sont tous deux uniformes.

On peut écrire, en appelant Y la composante de la force électrique suivant MY,

$$D = \frac{Y}{X}.$$

Ainsi, l'angle D mesure le *rapport de la composante transversale* Y *à la force électrique totale* X ; dans ce qui suit, je l'appelerai simplement l'*effet Hall.*

On voit que la mesure de D peut se faire en déterminant, après établissement du champ magnétique :

1° la différence de potentiel $e$ entre deux points $a$ et $b$ (*fig.* 3) situés sur une droite parallèle à la direction MY et distants d'une longueur connue $\delta$ ;

2° la différence de potentiel E entre deux points $c$ et $d$, situés sur une droite parallèle à la direction MX et distants d'une autre longueur connue $\delta'$, petite par rapport à $\delta$.

Le quotient $\frac{e}{\delta}$ donne, en effet, la valeur moyenne de Y le long de $\overline{ab}$ ; le quotient $\frac{E}{\delta'}$ représente la valeur moyenne de X entre $c$ et $d$, ou, d'après ce qui a été dit plus haut, la valeur de la force électrique totale en un point quelconque du liquide et, en particulier, en tout point de $\overline{ab}$. En prenant le rapport $\frac{e}{\delta} : \frac{E}{\delta'}$, on a donc la valeur moyenne de l'effet Hall D le long de $\overline{ab}$.

Dans mes expériences, la paroi de verre qui limite la lame liquide B à sa partie supérieure est percée de quatre petits trous $a$, $b$, $c$, $d$, disposés en croix. Les trous $a$, $b$ sont distants de $\delta = 3^{cm},2$ ; les trous $c$,$d$ sont distants de $\delta' = 1$ centimètre ; le liquide communique par ces ouvertures et des tubulures et siphons appropriés avec de larges électrodes indépendantes du reste de l'appareil, non représentées sur les figures. Les différences de potentiel $V_a - V_b$, $V_c - V_d$, se mesurent très facilement par la méthode d'opposition à l'aide de l'électromètre capillaire.

Il y a toutefois une complication apparente qui provient de ce qu'il est impossible de réaliser d'une façon absolue le parallélisme respectif des droites $\overline{ab}$ et $\overline{cd}$ avec les directions MY et MX définies plus haut. En réalité, les droites $ab$, $cd$, représentent deux directions M$y$ et M$x$ faisant respectivement des angles très petits $\alpha$ et $\alpha'$ avec MY et MX (ces angles n'atteignent pas 1°). On observe alors les compo-

santes $Y_1$, $X_1$ suivant ces directions M$y$, M$x$, et l'on a :

$$X_1 = X + \alpha' Y = X(1 + \alpha' D),$$
$$Y_1 = Y - \alpha X = X(D - \alpha).$$

Supposons maintenant qu'on renverse le champ magnétique : D se change alors en — D ; X ne change pas ; Y se change en — Y. On observe donc, dans ce cas, les deux nouvelles valeurs suivantes :

$$X_2 = X(1 - \alpha' D),$$
$$Y_2 = - X(D + \alpha).$$

De ces quatre relations on tire :

$$2X = X_1 + X_2,$$
$$D = \frac{Y_1 - Y_2}{2X} = \frac{Y_1 - Y_2}{X_1 + X_2},$$
$$\alpha = - \frac{Y_1 + Y_2}{2X} = - \frac{Y_1 + Y_2}{X_1 + X_2},$$
$$\alpha' D = \frac{X_1 - X_2}{2X} = \frac{X_1 - X_2}{X_1 + X_2}.$$

De sorte qu'en définitive, en appelant $e_1$ et $e_2$, les valeurs de la différence $V_a - V_b$ pour les deux sens du champ magnétique, $E_1$ et $E_2$, les valeurs correspondantes de $V_c - V_d$, il vient :

$$D = \frac{1}{\delta} \frac{e_1 - e_2}{E_1 + E_2},$$

pour la *valeur moyenne* D *de l'effet Hall le long de* $\overline{ab}$ ;

$$\alpha = \frac{1}{\delta} \frac{e_1 + e_2}{E_1 + E_2},$$

pour l'angle que fait la droite $\overline{ab}$ avec la direction des lignes équipotentielles avant l'établissement du champ magnétique ; et, enfin,

$$\alpha' D' = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2},$$

pour le produit de la valeur moyenne D′ de l'effet Hall le long de $\overline{cd}$ par l'angle $\alpha'$ de $\overline{cd}$ avec MX.

Je me suis contenté de calculer D et α dans chaque cas, laissant de côté la quantité α'D', qui présente moins d'intérêt (1).

En somme, en opérant ainsi, par renversement du champ magnétique, on a l'avantage d'éviter l'influence du magnétisme rémanent et de doubler les quantités à mesurer.

*Expériences.* — J'ai expérimenté sur des dissolutions récemment bouillies de sulfate de zinc ou de sulfate de cuivre, dans divers états

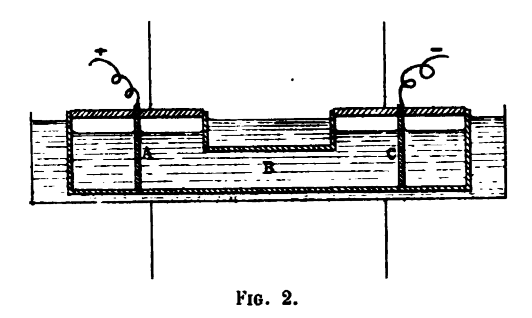


Fig. 2.

de concentration; j'ai opéré à la température du laboratoire seulement. Le liquide étudié est contenu dans une petite cuve ABC (*fig.* 2 et 3), dont les parois sont formées de lames de verre reliées

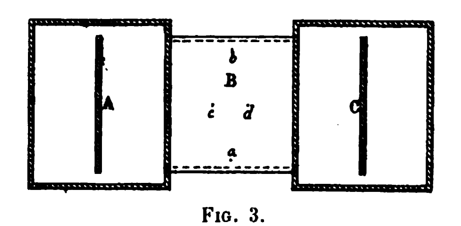


Fig. 3.

entre elles par du mastic Golaz. L'espace B constitue une lame liquide rectangulaire de 1 centimètre d'épaisseur communiquant avec le liquide des auges A, C; sa longueur (dans le sens *cd*) est de 40 millimètres, sa largeur de 38 millimètres. Dans les auges A, C, plongent les électrodes planes (zinc amalgamé ou cuivre) A et C,

(1) Le calcul de α'D' montre cependant que l'effet Hall est beaucoup plus considérable dans la partie centrale de la lame que vers les bords, ce qu'il était facile de prévoir.

qui occupent toute la largeur de la cuve et sont distantes de 76 millimètres environ; les auges sont incomplètement fermées à la partie supérieure. La cuve entière plonge dans un bain d'eau distillée à la température du laboratoire, et le tout est disposé entre les pôles d'un fort électro-aimant de Faraday, comme le représente la figure 2. J'ai pris comme pièces polaires deux cylindres de 7 centimètres de diamètre et de 24 millimètres d'épaisseur; leur distance est de 3 centimètres.

J'ai employé successivement, pour chacun des liquides étudiés, trois champs d'intensités respectivement égales à 385, 707 et 962 unités *c.g.s.*, et que je désignerai dans la suite par les numéros d'ordre respectifs I, II, III. (Ces intensités ont été déterminées à différentes reprises par le procédé de la spirale de bismuth.)

Le courant électrique qui doit traverser la lame liquide est fourni par des éléments Daniell de petite surface montés en tension; j'en ai pris de 3 à 10, suivant la concentration du liquide, de façon que la densité du courant fût toujours comprise entre des limites assez rapprochées. L'intensité du courant, qui est restée, dans mes expériences, inférieure à $0^{amp},05$, est mesurée au moyen d'un galvanomètre Deprez-d'Arsonval convenablement shunté et absolument insensible à l'action de l'électro-aimant.

On laisse le courant passer pendant une heure avant de commencer les observations; puis, on établit le courant dans l'électro-aimant, alternativement dans un sens et dans l'autre pendant des périodes successives de dix minutes. La différence $V_a - V_b$ varie très rapidement pendant la première minute de chaque période, puis elle varie beaucoup plus lentement pendant les minutes suivantes et se fixe même généralement dès la troisième ou la quatrième minute. On mesure la différence $V_c - V_d$ vers la fin de la période, et l'on fait une dernière lecture de $V_a - V_b$ à la dixième minute, au moment de renverser le courant de l'électro-aimant.

J'avais autrefois observé, avec une lame liquide de $1^{mm},6$ d'épaisseur ([1]), que l'effet Hall augmente d'une manière progressive; j'ai reconnu que cela tenait à l'effet Joule, qui augmentait pendant toute la durée d'une expérience. J'ai constaté dans les conditions actuelles que l'effet Hall prend généralement de suite une valeur définitive pour une intensité de courant et un champ magnétique donnés: il

([1]) *Loc. cit.*

peut cependant exister de très légers écarts entre deux valeurs consécutives de $V_a - V_b$ et $V_c - V_d$, pour la même direction du champ magnétique, et, dans ce cas, je prends les moyennes comme valeurs véritables de ces quantités, pour effectuer les calculs de $\alpha$ et D.

Après avoir mesuré l'effet Hall pour une certaine intensité de courant et les trois valeurs successives I, II, III, du champ magnétique, j'ai répété chaque fois les observations pour une intensité de courant beaucoup plus faible et l'une des valeurs (I) du champ magnétique.

Enfin, j'ai évité dans tous les cas de prolonger les expériences, car la température du liquide s'élève toujours quelque peu et, par là, les conditions ne restent pas les mêmes.

*Résultats.* — Comme je l'avais déjà annoncé dans ma première note [1], l'effet Hall se produit *dans le même sens que pour le bismuth*, c'est-à-dire que la force électrique est déviée dans un sens qui est l'inverse de celui du courant de l'électro-aimant.

A titre d'exemple, je donne d'abord dans le tableau qui suit les nombres obtenus dans l'une de mes expériences. Je désigne, dans la troisième colonne, par les signes (1) et (2) les deux sens du champ magnétique et je rapporte seulement les valeurs des différences de potentiel à la fin de chaque période de dix minutes.

(1) *Loc. cit.*

*20 juin. — Dissolution de sulfate de zinc*
$\left(\frac{1}{4}\right.$ *de molécule en grammes de* $ZnSo^4$ *pour* 1000 *grammes d'eau*$\left.\right)$.
*Le courant a été établi à* 1 *h.* 5 *m.*

| Temps. | Température. | Intensité et sens du champ. | Intensité du courant, en ampères. | Différences observées, en daniells. $V_a - V_b$ | $V_c - V_d$ | Valeurs calculées pour $\alpha$ | D |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 2 h. 20 m. | 21°,5 | I. (1) | | | | | |
| 30 | | (2) | 0,0390 | 0,0290 | 0,6145 | | |
| 40 | | (1) | 389 | 244 | 6157 | 0,0136 | 0,0011 |
| 50 | | (2) | 391 | 289 | 6142 | 136 | 11 |
| 3 h. 00 | 21°,8 | (1) | 391 | 246 | 6160 | 136 | 11 |
| 10 | | (2) | 393 | 289 | 6149 | 136 | 11 |
| 20 | 22° | II. (1) | 394 | 246 | 6166 | | |
| 30 | | (2) | 395 | 295 | 6172 | | |
| 40 | | (1) | 395 | 239 | 6187 | 0,0135 | 0,0014 |
| 50 | 22°,5 | III. (1) | 397 | 295 | 6168 | | |
| 4 h. 00 | | (2) | 399 | 310 | 6173 | | |
| 10 | | (1) | 400 | 232 | 6191 | 0,0137 | 0,0020 |
| 20 | 23° | supprimé | 403 | 310 | 6169 | | |
| 4 h. 40 m. | 23°,8 | I. (1) | | | | | |
| 50 | » | (2) | 0,0178 | 0,0124 | 0,2646 | | |
| 5 h. 00 | » | (1) | 178 | 110 | 2650 | 0,0138 | 0,0008 |
| 10 | » | supprimé | 178 | 124 | 2645 | | |

(La très légère variation de $\alpha$ pendant la durée d'une expérience s'explique par l'altération progressive des électrodes A et C.)

Voici maintenant deux tableaux qui résument les résultats de mes expériences sur le sulfate de zinc et le sulfate de cuivre. Dans la première colonne, figure le nombre $n$ de molécules en grammes du sel, supposé à l'état anhydre, pour 1000 grammes de l'eau totale de la dissolution, puis, au dessous, la date de l'expérience; dans la deuxième colonne, est inscrite la température du liquide, évaluée à 1° près; la troisième colonne indique, par un des numéros d'ordre I, II, III, le champ employé; la quatrième donne l'intensité du courant en fractions d'ampère. Enfin, les dernières colonnes donnent les valeurs calculées de $\alpha$ et D, ainsi que ces quantités réduites en minutes et secondes. L'approximation relative à ces valeurs est variable suivant la grandeur absolue des différences de potentiel mesurées; dans tous

les cas, ces quantités sont connues au moins à 0,0001 (ou 20″) près, sauf pour les deux seules valeurs de α mises entre crochets qui ne sont connues qu'à 0,0005 (ou 1′40″) près.

1° *Sulfate de zinc.*

| Concentration $n$ (et date) | Température | Champ | Courant en ampères | Angle α | | Effet Hall D | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | Valeur numérique | En minutes et secondes | Valeur numérique | En minutes et secondes |
| $n = 2$ | 22° | I | 0,0456 | 0,0119 | 40′, 50″ | 0,0001 | 20″ |
| (19 juillet) | 23 | II | 462 | 115 | 39, 30″ | 1 | 20″ |
| | 23 | III | 467 | 105 | 36′, 10″ | 0,0000 | 0″ |
| | 24 | I | 237 | [0,0099] | [34′] | 0,0000 | 0″ |
| $n = 1$ | 22° | I | 0,0440 | 0,0146 | 50′, 10″ | 0,0003 | 1′ |
| (18 juin) | 23 | II | 445 | 145 | 49′, 50″ | 3 | 1′ |
| | 23 | III | 452 | 147 | 50′, 30″ | 3 | 1′ |
| | 24 | I | 204 | [0,0148] | [50′, 50″] | 0,0000 | 0″ |
| $n = \frac{1}{2}$ | 24° | I | 0,0446 | 0,0125 | 43′ | 0,0006 | 2′ |
| | 24 | II | 450 | 124 | 42′, 40″ | 7 | 2′, 20″ |
| (22 juillet) | 25 | III | 454 | 124 | 42′, 40″ | 9 | 3′, 10″ |
| | 26 | I | 159 | 122 | 42′ | 4 | 1′, 20″ |
| $n = \frac{1}{4}$ | 22° | I | 0,0393 | 0,0136 | 46′, 50″ | 0,0011 | 3′, 50″ |
| | 22 | II | 396 | 135 | 46′, 20″ | 14 | 4′, 50″ |
| (20 juin) | 23 | III | 401 | 137 | 47′, 10″ | 20 | 6′, 50″ |
| | 24 | I | 178 | 138 | 47′, 30″ | 0,0008 | 2′, 45″ |
| $n = \frac{1}{8}$ | 22° | I | 0,0356 | 0,0141 | 48′, 30″ | 0,0017 | 5′, 50″ |
| | 23 | II | 360 | 141 | 48′, 30″ | 20 | 6′, 50″ |
| (23 juin) | 23 | III | 363 | 143 | 49′, 10″ | 27 | 9′, 20″ |
| | 24 | I | 155 | 145 | 49′, 50″ | 12 | 4′, 10″ |
| $n = \frac{1}{16}$ | 22° | I | 0,0267 | 0,0128 | 44′ | 0,0025 | 8′, 40″ |
| | 23 | II | 266 | 122 | 42′ | 27 | 9′, 20″ |
| (25 juin) | 23 | III | 267 | 120 | 41′, 20″ | 35 | 12′ |
| | 24 | I | 102 | 123 | 42′, 20″ | 16 | 5′, 30″ |

2° *Sulfate de cuivre.*

| Concentration $n$ (et date) | Température | Champ | Courant en ampères | Angle $\alpha$ Valeur numérique | Angle $\alpha$ En minutes et secondes | Effet Hall D Valeur numérique | Effet Hall D En minutes et secondes |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $n = 1$ | 24° | I | 0,0409 | 0,0131 | 45′ | 0,0001 | 20″ |
| (13 juillet) | 24 | II | 413 | 128 | 44′ | 2 | 40″ |
| | 25 | III | 417 | 127 | 43′, 40″ | 3 | 1′ |
| | 26 | I | 201 | 125 | 43′ | 0,0000 | 0″ |
| $n = \frac{1}{2}$ | 24° | I | 0,0432 | 0,0130 | 44′, 40″ | 0,0005 | 1′,40″ |
| | 24 | II | 437 | 130 | » | 8 | 2′,45″ |
| (15 juillet) | 25 | III | 441 | 130 | » | 0,0011 | 3′,50″ |
| | 26 | I | 135 | 131 | 45′ | 0,0002 | 40″ |
| $n = \frac{1}{4}$ | 24° | I | 0,0413 | 0,0127 | 43′, 40″ | 0,0009 | 3′,10″ |
| | 24 | II | 416 | 127 | » | 15 | 5′,10″ |
| (16 juillet) | 25 | III | 421 | 129 | 44′, 20″ | 19 | 6′,30″ |
| | 26 | I | 170 | 127 | 43′, 40″ | 0,0004 | 1′,20″ |
| $n = \frac{1}{8}$ | 23° | I | 0,0367 | 0,0124 | 42′, 40″ | 0,0016 | 5′,30″ |
| | 24 | II | 371 | 126 | 43′, 20″ | 27 | 9′,20″ |
| (17 juillet) | 24 | III | 375 | 129 | 44′, 20″ | 35 | 12′ |
| | 25 | I | 153 | 127 | 43′, 40″ | 0,0009 | 3′,10″ |
| $n = \frac{1}{16}$ | 21° | I | 0,0259 | 0,0122 | 42′ | 0,0018 | 6′,10″ |
| | 21 | II | 260 | 123 | 42′, 20″ | 24 | 8′,15″ |
| (18 juillet) | 22 | III | 261 | 124 | 42′, 40″ | 34 | 11′,40″ |
| | 22 | I | 0,0094 | 126 | 43′, 20″ | 0,0008 | 2′,45″ |

Comme on le voit, la température a été à peu près la même dans toutes ces expériences.

*Conclusions.* — Il résulte de ces tableaux que l'effet Hall augmente :

1° Quand la teneur en sel de la dissolution diminue ;

2° Quand la densité du courant augmente ;

3° Quand l'intensité du champ magnétique augmente.

## SUR LA FORMULE DE M. H. BECQUEREL RELATIVE A LA POLARISATION ROTATOIRE MAGNÉTIQUE;

Par M. EDM. VAN AUBEL.

Dans un important mémoire publié dans les *Annales de chimie et de physique* (1), M. Henri Becquerel a énoncé les deux conclusions suivantes :

1° La rotation positive du plan de polarisation d'un rayon lumineux de longueur d'onde déterminée, traversant l'unité d'épaisseur d'une substance soumise à l'action du magnétisme, est sensiblement proportionnelle à la fonction $n^2(n^2-1)$ de l'indice de réfraction correspondant et à un facteur lié au magnétisme ou au diamagnétisme des corps. Ce facteur est d'autant plus grand que les corps sont plus diamagnétiques.

2° Pour les corps d'une même famille chimique ou pour les divers composés d'un même radical chimique, le quotient de la rotation magnétique R par le produit $n^2(n^2-1)$ de l'indice de réfraction correspondant est un nombre qui varie très peu.

Je me suis proposé d'examiner comment variait la constante de H. Becquerel $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ pour un même corps, sous l'influence de la température.

Les recherches de J. W. Rodger et W. Watson (2), exécutées avec une très grande précision, m'ont fourni les rotations magnétiques du plan de polarisation de la lumière dans le sulfure de carbone et l'eau, pour la lumière sodique. D'autre part, les expériences de Ketteler (3) donnent les indices de réfraction de ces deux liquides.

Les tableaux suivants renferment les résultats de mes calculs.

(1) *Annales de chimie et de physique*, 5e série, t. XII, p. 5; 1877.
(2) *Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. XIX, p. 323; 1896.
(3) *Annalen der Physik*, t. XXXIII, p. 353, 506; 1888; t. XXXV, p. 662; 1888; LANDOLT-BÖRNSTEIN, *Physikalisch-chemische Tabellen*, 2e édition, p. 420 et 421; 1894.

EAU.

| Températures | Rotations magnétiques R du plan de polarisation pour la raie D | Indices de réfraction absolus | Valeurs de $\frac{R}{n^2(n^2-1)} \times 10^5$ |
|---|---|---|---|
| 0° | 0,01311 | 1,33411 | 944 |
| 10° | 0,01310 | 1,33392 | 944 |
| 20° | 0,01309 | 1,33327 | 947 |
| 30° | 0,01306 | 1,33226 | 949 |
| 40° | 0,01303 | 1,33093 | 953 |
| 50° | 0,01299 | 1,32934 | 958 |
| 60° | 0,01294 | 1,32753 | 963 |
| 70° | 0,01289 | 1,32551 | 969 |
| 80° | 0,01282 | 1,32330 | 974 |
| 90° | 0,01275 | 1,32096 | 981 |
| 100° | 0,01267 | 1,31843 | 987 |

SULFURE DE CARBONE.

| Températures | Rotations magnétiques R du plan de polarisation pour la raie D | Indices de réfraction absolus | Valeurs de $\frac{R}{n^2(n^2-1)} \times 10^5$ |
|---|---|---|---|
| 0° | 0,04347 | 1,64375 | 945 |
| 10° | 0,04273 | 1,63594 | 952 |
| 20° | 0,04200 | 1,62808 | 960 |
| 30° | 0,04126 | 1,62008 | 967 |
| 40° | 0,04053 | 1,61193 | 975 |

Les dernières colonnes de ces deux tableaux montrent que l'influence de la température sur la constante de H. Becquerel n'est pas la même pour les deux liquides examinés. La quantité $\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ augmente avec la température d'une façon notable, surtout pour le sulfure de carbone et, pour une température donnée, les valeurs de ce rapport diffèrent d'un liquide à l'autre d'autant plus que la température est plus élevée.

H. du Bois [1] a mesuré les pouvoirs rotatoires magnétiques de différents verres fabriqués par la maison Schott, à Iena; il a signalé à cette occasion un flint très lourd, dont la constante de Verdet est plus que le double de celle du sulfure de carbone et qui convient, par conséquent, très bien pour la mesure des champs magnétiques.

Il m'a paru intéressant de vérifier pour ces verres la relation

(1) *Annalen der Physik*, t. LI, p. 547; 1894.

$\frac{R}{n^2(n^2-1)}$ = constante, qui a d'ailleurs été considérée par H. Becquerel pour le crown et différents verres de flint.

La première colonne du tableau ci-dessous contient les numéros de fabrication des verres, la deuxième les indices de réfraction pour la lumière sodique à la température de 18°, la troisième les constantes de Verdet $\omega_D$ en mesure absolue pour la même lumière et la même température, enfin la dernière colonne donne les valeurs de $\frac{\omega_D}{n^2(n^2-1)}$.

| Verres | Numéros de fabrication | $n_D$ | $\omega_D$ | $\frac{\omega_D}{n^2(n^2-1)} \times 10^4$. |
|---|---|---|---|---|
| Boratcrown............. | S. 204 | 1,51013 | 0,0163 | 558 |
| Barytsilicatcrown léger... | O. 1092 | 1,51660 | 0,0190 | 635 |
| Silicatcrown très dispersif. | O. 1151 | 1,52017 | 0,0234 | 772 |
| Phosphatcrown moyen ... | S. 179 | 1,56201 | 0,0161 | 471,7 |
| Barytsilicatcrown lourd... | O. 1143 | 1,57412 | 0,0220 | 600,8 |
| Flint léger ordinaire...... | O. 451 | 1,57522 | 0,0317 | 862 |
| Silicatflint lourd ......... | O. 469 | 1,64996 | 0,0442 | 942,6 |
| Silicatflint lourd ......... | O. 500 | 1,75096 | 0,0608 | 959,9 |
| Sllicatflint très lourd ..... | S. 163 | 1,89042 | 0,0888 | 965,5 |

On voit que pour les différents verres de crown le rapport $\frac{\omega_D}{n^2(n^2-1)}$ varie de 471,7 à 772 et pour les flints de 862 à 965,5.

H. Becquerel avait trouvé $\frac{R}{n^2(n^2-1)} = 0{,}155$ pour le crown et des nombres variant entre 0,207 et 0,234 pour les flints.

---

## SUR LA TRANSPARENCE DES CORPS AUX RAYONS X;

Par EDM. VAN AUBEL.

1. — *Comparaison de la diathermanéité et de la transparence des corps aux rayons X.* — D'après les travaux de MM. Maurice Meslans (1), V. Novak et O. Sulc (2), la présence du fluor, du chlore, du brome et surtout de l'iode dans une molécule en augmente l'opacité aux rayons X : l'iodoforme est très opaque et le fluorure de phta-

(1) *Comptes rendus.* 10 février 1896, p. 309.
(2) *Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. XIX, p. 489 ; 1896.

lyle est beaucoup plus opaque que l'acide phtalique, bien que ces deux corps aient un poids moléculaire très voisin.

D'autre part, M. Teclu [1] a montré que le tétrachlorure de carbone est très diathermane et les expériences de M. Zsigmondy [2], avec les tétrachlorures de carbone, de silicium et de titane, de M. Ch. Friedel [3], avec les tétrachlorures de carbone et d'étain, le bichlorure de soufre, l'éthylène bichloré, le chloroforme et le chloral, ont établi que l'introduction du chlore dans la molécule augmente considérablement la transparence aux radiations calorifiques.

Il convient de faire remarquer aussi la diathermanéité du sel gemme, de la sylvine et du spath fluor.

M. Ch. Friedel a trouvé encore que le brome et le bromoforme sont très transparents aux rayons de chaleur, ainsi que l'iodure de méthylène ($CH_2I_2$) et la dissolution d'iode dans le sulfure de carbone. La diathermanéité de la solution d'iode dans le sulfure de carbone, absolument opaque aux rayons lumineux, est d'ailleurs bien connue depuis la belle expérience de Tyndall.

L'iode, au contraire, est absolument opaque aux rayons X.

Le soufre est opaque aux radiations de Röntgen [4], et l'introduction de cet élément dans une molécule lui communique une grande opacité pour ces rayons, tandis que le sulfure de carbone est un des liquides les plus diathermanes.

Tous ces faits prouvent que *la présence des halogènes et du soufre dans la molécule en augmente à la fois la diathermanéité et l'opacité pour les rayons X* [5].

Pour vérifier davantage cette conclusion, j'ai examiné la transparence aux radiations émises par un tube de colardeau des tétrachlorures de carbone et de silicium, du chloroforme et du sulfure de carbone. A cet effet, au moyen d'un perce-bouchons, j'ai pratiqué des trous dans de petites plaques de bouchon ayant 4 millimètres d'épaisseur, que j'ai ensuite fixées avec de la cire sur une feuille de carton. Les liquides étaient versés au moyen de compte-gouttes dans ces

---

(1) *Journal für praktische Chemie*, 2e série, t. XLVII, p. 568 ; 1893.

(2) *Annalen der Physik*, t. XLIX, p. 531 ; 1893.

(3) *Annalen der Physik*, t. LV, p. 453 ; 1895.

(4) Maurice Meslans, *loco citato*.

(5) Toutefois M. P. F. Frankland a trouvé que l'acide monochloracétique est plus opaque aux rayons X que les acides di et trichloracétiques. (*Nature*, t, LIII, p. 556-557 ; 1896.)

petites auges et placés sur le trajet des rayons X au-dessus d'une plaque photographique enveloppée dans du papier noir. Une des auges contenait de l'eau qui servait de terme de comparaison.

Tous ces liquides ont été trouvés opaques, et l'eau sous la même épaisseur laissait passer les rayons X.

MM. Bleunard et Labesse ([1]) ont trouvé que le silicium, qui est transparent aux radiations du tube de Crookes, semble communiquer sa transparence à la silice amorphe ([2]). L'influence de l'oxygène sur l'absorption calorifique est nettement marquée si l'on compare, avec M. Zsigmondy, le tétrachlorure de silicium et le quartz (chlorure et oxyde de silicium).

Enfin, *les corps renfermant les éléments carbone, hydrogène et oxygène* laissent facilement passer les rayons de Röntgen, comme le prouvent toutes les recherches faites jusqu'ici, tandis qu'ils absorbent davantage les rayons de chaleur, ainsi que le travail de M. Ch. Friedel l'a établi.

Toutefois, de nouvelles expériences sont nécessaires pour pouvoir étendre à d'autres composés l'antithèse que nous avons trouvée jusqu'ici entre la diathermanéité et la transparence aux rayons X.

2. — *Transparence des vapeurs aux rayons X.* — M. Philipps ([3]) a montré que la flamme du bec Bunsen est absolument transparente aux radiations du tube de crookes.

L'opacité des sels en poudre pour ces mêmes rayons augmente avec le poids atomique du métal qui entre dans la composition du sel ([4]). Le chlorure de thallium doit donc être très opaque à ces radiations, ce que j'ai vérifié directement, avec une plaque photographique sur un morceau de ce sel, de faible épaisseur.

J'ai alors placé ce sel fondu dans une cuiller en platine courbée en arc de cercle, comme celles que fournit M. Pellin pour la réalisation des lumières monochromatiques. La cuiller était mise dans la partie la plus chaude de la flamme d'un bec Terquem, sur le trajet des rayons X produits par un tube colardeau. Cette flamme était fortement colorée en vert, et d'épaisses vapeurs se répandaient dans la cage d'évaporation. Néanmoins aucune ombre produite par cette flamme n'a été observée sur la plaque photographique.

---

(1) *Comptes rendus*, 23 mars 1896, p. 725.
(2) Voir aussi MM. V. Novak et O. Sulc, *loco citato*.
(3) *Eclairage électrique*, 29 février 1896, p. 422.
(4) V. Novak et O. Sulc, *loco citato*.

Un fil fin de platine tendu à la hauteur du milieu de la flamme donnait une ombre à contours très nets sur la plaque photographique et permettait de s'assurer ainsi que l'expérience était convenablement disposée.

Les vapeurs de chlorure de thallium sont donc absolument transparentes aux rayons X ; le chlorure de sodium m'a donné le même résultat.

Le tube Colardeau était protégé contre les vapeurs, par un écran en carton.

Le bromure de potassium, placé dans les mêmes conditions, m'a conduit à la même conclusion. La flamme du brûleur était cependant très fortement colorée en violet et la grande opacité du bromure de potassium aux rayons X est bien connue, notamment par les expériences de MM. Bleunard et Labesse.

J'ai alors étudié la vapeur d'iode, ce corps étant un des plus opaques aux radiations de Röntgen. A cet effet, j'ai placé sur le trajet des rayons X une nacelle en porcelaine contenant de l'iode solide en grande quantité. Cette nacelle avait une longueur de 4 centimètres et une largeur de 2,5 centimètres. En chauffant l'iode au moyen d'une série de petites flammes disposées suivant la longueur de la nacelle, on réalise une couche épaisse de vapeur d'iode.

Néanmoins la plaque photographique n'a reçu aucune ombre.

J'espère pouvoir continuer ces recherches dont je fais connaître maintenant les premiers résultats, pour prendre date.

---

## PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY ;

T. LVI (*Suite*).

**P. CARDEW. — Sur la possibilité d'obtenir, vers la terre, un courant de direction unique au moyen d'un système de courants alternatifs ; p. 99.**

L'auteur a observé que, dans certaines conditions, un conducteur livrant passage à des courants alternatifs à potentiels très élevés peut fournir, par suite de pertes à travers le diélectrique ou de défauts dans les câbles, un courant à la terre de direction invariable, dont il a d'abord constaté l'existence à l'aide d'un simple galvanomètre. En remplaçant le galvanomètre d'Arsonval par un « siphon recordery

de lord Kelvin, on pourra enregistrer graphiquement ces pertes à la terre.

**H. TOMLINSON. — Effet des forces mécaniques et de l'aimantation sur les propriétés physiques des alliages de fer et de nickel et de l'acier au manganèse ; p. 103.**

L'auteur a étudié trois alliages de fer et de nickel renfermant 22, 25 et 30 0/0 de nickel, ainsi que l'acier manganésifère non magnétique de M. Hardfield. Les valeurs des principales constantes physiques de ces trois alliages, de l'acier au manganèse, du nickel et du fer pur sont réunies dans deux tables : la première est relative au fils durcis par l'étirage, la seconde est relative aux mêmes fils recuits.

Les effets temporaires des actions mécaniques et de l'aimantation sur les propriétés physiques de ces alliages sont, en général, intermédiaires entre ceux qu'on obtient avec le fer et le nickel purs.

**J. HOPKINSON et E. WILSON. — Influence des courants électriques sur la propagation de l'aimantation dans le fer ; p. 108.**

On sait qu'il faut un certain temps pour que le noyau de fer qui se trouve à l'intérieur d'une bobine parcourue par un courant reprenne son aimantation primitive lorsqu'on a renversé le sens du courant et que cet effet est dû aux courants d'induction qui prennent naissance dans le fer. Les auteurs se sont proposés d'étudier expérimentalement ce retard.

Le noyau (de 10 centimètres d'épaisseur) d'un électro-aimant formant un circuit magnétique fermé, était constitué, sur une partie de sa longueur, par un noyau plus mince entouré de deux tubes de fer concentriques. Entre ces deux tubes était enroulée une bobine exploratrice de fil de cuivre fin.

Les auteurs ont trouvé que les courants induits dans cette bobine pouvaient, dans quelques cas, durer plus d'une demi-minute. Ils en tirent des conclusions relatives aux effets des courants locaux dans les noyaux des transformateurs et les armatures des dynamos.

**C. V. BOYS. — Constante de gravitation de Newton ; p. 131.**

L'auteur a décrit antérieurement [1] l'appareil qui lui a permis de déterminer la constante de Newton, c'est-à-dire la force en dynes

[1] *Proceed. of the roy. Soc.*, t. XLVI ; p. 296.

qui s'exerce entre deux masses de 1 gramme placées à 1 centimètre de distance.

Les résultats qu'il a obtenus sont les suivants :

| | |
|---|---|
| Constante de Newton.......... | $6{,}6576 \times 10^{-8}$ |
| Densité moyenne de la terre... | 5,527. |

S. BIDWEL. — Sur les images récurrentes consécutives aux impressions visuelles; p. 132.

Un certain nombre d'observations de C. A. Young ([1]), A. S. Davis([2]) et A. Charpentier ([3]), font présumer qu'une excitation de courte durée de la rétine est suivie d'une excitation oscillante des fibres nerveuses désignée sous le nom d'*images* récurrentes.

M. Bidwell a repris les expériences antérieures par une méthode plus précise ; il a réussi à séparer en six périodes différentes les phénomènes qui se produisent sur la rétine après une impression instantanée. Ces six périodes sont représentées par un diagramme explicatif.

Le mémoire se termine par la discussion du travail du Dr Hess ([4]) sur le même sujet.

W.-N. HARTLEY. — Spectres des flammes à haute température, 2e partie. Spectre du manganèse, de ses alliages et de ses composés ; p. 192. 3e partie. Phénomènes spectroscopiques et thermochimie du procédé Bessemer ; p. 193.

Ces recherches n'ont d'intérêt qu'au point de vue industriel. Nous retiendrons cependant l'observation suivante :

L'auteur estime que le fer fond à une température supérieure à 1640°, mais un peu inférieure à 1775°, point de fusion de platine. Lorsque les deux raies 5681 et 5687 du sodium (qui, d'après M. Watts, se présentent dans le spectre de toute flamme contenant du sodium et suffisamment chaude pour fondre du platine, mais ne se montrent pas à des températures plus basses) ne sont pas visibles, cela peut tenir à ce que le sodium est en trop petite quantité, ou à ce que ces raies sont situées près de raies brillantes du manganèse, ou enfin à ce qu'elles n'apparaissent pas dans les scories chauffées dans un mélange d'oxygène et d'hydrogène.

---

(1) *Phil. Mag.*, t. XLIII ; p. 343, 1872.
(2) *Phil. Mag.*, t. XLIV ; p. 526, 1872.
(3) *Compte-rendus.*, t. CXIII ; p. 147, 1891.
(4) Pfluger's, *Archiv fur Physiologie*, t. XLIX ; p. 190.

J.-H. GRAY. — Méthode pour déterminer la conductibilité calorifique des métaux. Application au cuivre, à l'argent, à l'or et au platine; p. 199.

Les métaux étudiés ont la forme de fils. Les dimensions les plus convenables sont de 2 à 4 millimètres de diamètre et 4 à 8 centimètres de longueur. Le fil à étudier est soudé, à l'une de ses extrémités, au fond d'une boîte de cuivre. Cette boîte est remplie d'eau, et supportée en son milieu par un écran de bois garni d'amiante. Sur une longueur de 3 millimètres, à l'autre extrémité, le fil est soudé à l'intérieur d'une balle de cuivre massive de 5 centimètres de diamètre.

Dans la balle est creusé un trou de 3 centimètres de profondeur, contenant le réservoir et une partie de la tige d'un petit thermomètre qui permet d'évaluer le quarantième de degré. Ce thermomètre est lu de minute en minute pendant que le vase à échauffement est maintenu à la température constante de l'eau bouillante. Les pertes de chaleur, par rayonnement, du fil étudié, étaient rendues aussi faibles que possible au moyen d'écrans de papier en forme de tubes. Toutes les autres causes d'erreur étaient évitées par l'emploi de fils de longueurs et de diamètres différents; la concordance des résultats obtenus a montré que ces erreurs étaient bien éliminées.

Pour le cuivre, la conductibilité variait, suivant sa pureté entre 0,96 et 0,32.

La conductibilité moyenne entre 10° et 97° était, pour les métaux suivants :

| | |
|---|---|
| Argent............. | 0,9628 |
| Or................. | 0,7464 |
| Platine ............ | 0,1861. |

D. SALOMONS. — Sur quelques phénomènes observés dans les tubes à vide; p. 229.

L'objet de ce mémoire est, en premier lieu, de donner les procédés permettant d'obtenir à volonté un nombre déterminé de stries ou de bandes obscures et brillantes dans un tube à vide ce qui, suivant l'auteur, n'a été encore indiqué par personne et, en second lieu, de décrire un grand nombre de phénomènes intéressants, qui se rapportent à la production des bandes en général.

Nous ne pouvons que renvoyer au Mémoire original pour la description de ces phénomènes.

P. CARDEW. — Instrument pour indiquer et mesurer la différence de phase entre la force électromotrice et le courant dans un système de courants alternatifs; p. 250.

Un cylindre de buis ou d'ébonite tourne synchroniquement avec le courant alternatif; il fait un tour pendant chaque période du courant. Un fil métallique est fixé, parallèlement à l'axe, sur la surface du cylindre ; il est relié à l'axe ou à un anneau de contact. Deux ressorts isolés pressent contre la surface du cylindre; l'un d'eux, appelé le balais des volts V est fixé à un limbe divisé en degrés, centré sur l'axe de rotation, capable de tourner autour de cet axe, et muni d'un arrêt et d'une vis de rappel; l'autre balai, le balai de courant C, est attaché à un index mobile sur le limbe et muni aussi d'un arrêt et d'une vis de rappel.

Les connexions sont faites de la façon suivante : une borne de l'alternateur est réunie à l'axe ou à l'anneau de contact du cylindre, au moyen d'un contact ordinaire frottant. Le balai V est relié à un galvanomètre apériodique sensible V, qui seut être shunté à volonté, et à des bobines d'impédance suffisante pour shunter le galvanomètre sans altérer la force électromotrice totale; il est également relié à l'autre borne de l'alternateur. Le balai C est relié par une résistance qui peut être mise hors circuit, à un galvanomètre de faible résistance C, et de là à un point du conducteur relié à l'axe du cylindre, ce point étant à peu de distance de cette connexion, afin qu'une courte portion de ce conducteur serve de shunt au galvanomètre.

On ajuste d'abord le limbe et le balai V jusqu'à ce que le galvanomètre V reste au zéro; ensuite on ajuste l'index et le balai C jusqu'à ce que le galvanomètre C reste au zéro. L'angle indiqué sur le limbe est alors exactement $2\pi\frac{t}{T}$, donnant ainsi la différence de phase entre la force électromotrice et le courant.

On a là une méthode de zéro dans laquelle la self-induction des circuits des galvanomètres n'affecte pas les résultats.

R. BARNET. — Sur la viscosité de l'eau déterminée par M. Hannay au moyen de son microhéomètre; p. 259.

M. Hannay [1] a mesuré la vitesse d'écoulement de l'eau et de quelques solutions aqueuses à travers un tube capillaire et déduit

---

[1] *Philos. Transact.* t. 170, p. 275.

de ses observations des relations entre la nature chimique du sel dissous et son effet sur la vitesse d'écoulement de l'eau. L'auteur discute ces résultats. Il exprime les dimensions de l'appareil de M. Hannay en unités absolues et calcule la viscosité au moyen de ses nombres par la formule :

$$\eta = \frac{\pi r^4 pt}{8Vl} - \frac{V\rho}{8\pi lt}$$

dans laquelle $\eta$ désigne la viscosité en dynes par centimètre carré;

*r*, le rayon, en centimètres, du tube capillaire;

*l*, sa longueur;

V, le volume écoulé exprimé en centimètres cubes;

*s*, la densité à la température de l'observation;

*p*, la pression en dynes par centimètre carré;

*t*, le temps de l'écoulement en secondes.

On arrive à ce résultat que la viscosité de l'eau à 0° est égale à 0,000187; à 6° elle est nulle et devient ensuite négative. Or, les valeurs de la viscosité de l'eau à 0° varient entre 0,01776 (Poiseuille, Thorpe et Rodger, Sprung) et 0,01808 (Slotte). Il semble donc prématuré de tirer, des expériences de M Hannay, des conclusions sur les solutions salines.

A- P. TROTTER. — Rotation de l'arc électrique; p. 262.

Cette communication est relative à l'invariabilité et à l'uniformité de l'insensité lumineuse des lampes à arc. L'auteur a montré, à l'aide de disque tournants divisés en secteurs, qu'une tache brillante occupe le quart du cratère du charbon positif et paraît animée d'un rapide mouvement de rotation. Un examen attentif de la tache a montré qu'elle se compose d'un point brillant et d'un appendice recourbé. Le sens de la rotation n'est pas toujours le même.

P.-G. FAWCET. — Résistance à la décharge électrique de mélanges d'azote et d'hydrogène; p. 263.

L'auteur s'est proposé de déterminer la force électromotrice nécessaire pour produire une étincelle entre deux disques métalliques plans, placés dans des mélanges d'azote et d'hydrogène, en diverses proportions et sous différentes pressions.

La distance verticale des plateaux métalliques, emboîtés dans des disques d'ébonite, est égale à 0,12 centimètres. L'hydrogène est obtenu par l'électrolyse de l'eau et le mélange des deux gaz est desséché par son passage à travers l'acide sulfurique et le coton. L'étincelle est obtenue par une batterie d'accumulateurs.

Les résultats sont représentés graphiquement pour des mélanges d'azote et d'hydrogène dans les proportions suivantes : 1 : 0,2 : 1, 3 : 2,1 : 1, 2 : 3 et 0 : 1. Les pressions des gaz, évaluées en millimètres de mercure, sont portées en abscisses, les forces électromotrices en volts sont portées en ordonnées.

Les pressions variaient entre 2 et 25 millimètres, les forces électromotrices entre 350 et 1.100 volts.

En diminuant la pression de 25 à 6 millimètres (de 25 à 11 millimètres pour l'hydrogène pur), la force électromotrice s'abaisse lentement jusqu'à environ 350-450 volts ; elle croît ensuite très rapidement lorsqu'on continue à diminuer la pression.

Pour chaque mélange, il existe une pression critique pour laquelle la force électromotrice est minimum.

TH. EWAN. — Spectre d'absorption des solutions diluées ; p. 286.

L'auteur a mesuré, au moyen d'un spectrophotomètre, dans lequel il utilisait le prisme de Lummer-Brodhun et le secteur tournant d'Abney, les coefficients d'extinction des solutions diluées.

Les solutions de $SO^4Cu$ $(AzO^3)^2Cu$, $CuCl^2$ et $CuBr^2$, renfermant de 0,003 à 0,004 gramme-molécule par litre, se sont comportées de la même façon ; les solutions d'acétate de cuivre, renfermant la même quantité de cuivre, absorbent plus de lumière. La différence tend à disparaître lorque la dilution augmente ; elle augmente lorsqu'on ajoute de l'acide acétique, ce qui tendrait à prouver que cette différence est due à la dissociation électrolytique incomplète du sel et à la partie non dissociée qui aurait un spectre d'absorption différent de celui de la partie dissociée.

Les solutions diluées de sels de potassium et d'ammonium, d'$\alpha$-dinitrophénol, (1.2.4) ont sensiblement le même spectre d'absorption. Si l'on ajoute de l'acide chlorhydrique, la solution est presque incolore. On peut calculer, d'après les mesures de coefficients d'extinction, le degré de dissociation d'une série de solutions des sels précédents.

L'auteur a étudié également la dissociation par l'eau de $FeCl^3$. La réaction qui a lieu dans ce cas est la suivante :

$$FeCl^3 + 3H^2O \rightleftarrows Fe(OH)^3 + 3HCl.$$

Les quantités d'hydrate ferrique formées ne concordent pas avec la loi de Guldberg et Waage, mais se rapprochent beaucoup plus de la forme de cette loi donnée par Arrhenius.

René PAILLOT.

---

L. FOMM. — Die Wellenlänge der Röntgen-Strahlen (Longueur d'onde des rayons de Röntgen). *Wiedemann's Annalen*, t. LIX, p. 350.

Grâce à une expérience de diffraction exécutée avec les rayons de Röntgen, M. Fomm pense pouvoir fixer la longueur d'onde de ces rayons à $0^{\mu},014$, soit à environ la quinzième partie de la longueur d'onde des radiations les plus réfrangibles de l'ultra-violet.

Ce résultat est en désaccord avec le beau travail de M. Gouy, publié dans ce recueil (1), et d'après lequel la longueur d'onde des rayons de Röntgen est très inférieure à $0^{\mu},005$.

E. BOUTY.

---

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE

---

### Annales de Chimie et de Physique.

7e Série, t. IX ; Septembre 1896.

H. MOISSAN. — *Sur la volatilisation de quelques corps réfractaires*, p. 133.

Octobre 1896.

H. MOISSAN. — *Préparation au four électrique des carbures alcalino-terreux*, p. 247.

H. MOISSAN. — *Sur la préparation du manganèse au four électrique*, p. 286.

---

(1) Voir p. 345 de ce volume.

Novembre 1896.

A. Battelli. — *Sur les propriétés thermiques des vapeurs* (sixième partie), p. 406.

---

## Philosophical Magazine

5e Série, T. XLII; Août 1896.

W. Williams. — *Sur la convergence de la série de Fourier*, p. 125.

R. Appleyard. — *Les diélectriques*, p. 148.

A. Campbell. — *Sur de nouveaux instruments pour mesurer la fréquence des courants alternatifs ou pulsants*, p. 159.

S.-P. Thompson. — *Quelques expériences avec les rayons de Röntgen*, p. 162.

Lord Rayleigh. — *Sur la théorie des images optiques, spécialement dans le microscope*, p. 167.

J.-A. Larmor. — *Théorie des électrons et des charges en mouvement*, p. 211.

Septembre 1896.

F. W. Burstall. — *Sur l'usage de fils nus pour les bobines de résistance*, p. 209.

Mac Aulay. — *Sur la surface d'onde et la rotation du plan de polarisation dans un milieu magnétique éolotropique*, p. 224.

Th. Preston. — *Sur la continuité des transformations isothermes de l'état liquide a l'état gazeux*, p. 231.

G. Mac Gregor. — *Les hypothèses de la dynamique abstraite et la question du nombre des constantes élastiques*, p. 240.

Sir D. Salomons. — *Décharge électrique dans un champ magnétique*, p. 245.

G.-F. Fitz Gerald. — *Sur la composante longitudinale de la lumière*, p. 260.

A. Campbell. — *Sur la mesure de courants alternatifs très petits ou très grands*, p. 271.

A. Goldhammer. — *Remarques sur la représentation analytique du système périodique des éléments*, p. 277.

Octobre 1896.

J.-H. Poynting. — *Pression osmotique*, p. 289.

F. Bedell. — *Lieux d'admittance et d'impédance*. p. 300.

N. Oumoff et A. Samoïloff. — *Images électriques dans le champ d'un tube de de Hittorf*, p. 308.

B. Rosing. — *Sur la possibilité d'expliquer les phénomènes du magnétisme*

*par l'hypothèse de la participation de la matière, au mouvement du champ magnétique*, p. 314.

J. Stoney. — *Vision microscopique*, p. 332.

H. Debus. — *Genèse de la théorie atomique de Dalton*, p. 350.

---

## Wiedemann's Annalen.

T. LVIII; n° 8, 1896.

Br. Donath. — *Recherches bolométriques sur les spectres d'absorption des substances fluorescentes et des huiles éthérées;* p. 609.

W. Wien. — *Sur la distribution de l'énergie dans le spectre d'un corps noir*. p. 662.

A. Pflüger. — *Sur la dispersion anormale des substances absorbantes*, p. 670.

J.-R. Rydberg. — *Les nouveaux corps simples du gaz de la clévéite*, p 674.

L. Arons. — *Sur la signification des phénomènes de polarisation dans les membranes métalliques minces*, p. 680.

W. Leik. — *Propriétés magnétiques des précipités galvaniques de fer, de nickel et de cobalt*, p. 699.

V. v. Lang. — *Sur les rapports de symétrie dans les cristaux*, p. 716.

M. Wien. — *Sur les périodes pour lesquelles l'amplitude d'une vibration forcée devient maximum*, p. 725.

M. Wien. — *Sur les ondes de très petite hauteur qui peuvent se produire sur un liquide lourd*, p. 729.

W. Müller-Erzbach. — *Nouvelles recherches sur l'action à distance, la force d'absorption et son accroissement avec l'épaisseur des couches qui produisent l'absorption.*

A. Schlamp. — *Sur une mesure des chaleurs spécifiques au moyen d'un courant électrique*, p. 756.

O. Müller. — *Une remarque sur les rayons de Röntgen*, p. 771.

M. Eschenhagen. — *Valeur des éléments magnétiques à Postdam pour l'an* 1895.

T. LIX; n° 9, 1896.

E. Warburg. — *Action de la lumière sur la décharge par étincelles*, p. 1.

P. Drude. — *Indice de réfraction électrique de l'eau et des solutions aqueuses*, p. 17.

J. Klemenčič. — *Démonstration de l'action réciproque de deux étincelles dans un même circuit*, p. 63.

H. Nagaoka. — *Sur les amalgames ferromagnétiques dilués*, p. 66.

P. Beck. — *Remarques sur le mémoire de M. Cohn*; sur les corps magnétiques doux et durs, p. 84.

H.-Th. Simon. — *Nouveau procédé photométrique par la photographie et son emploi à la photométrie du spectre ultra-violet*, p. 91.

P. Lebedew. — *Sur l'action pondéromotrice des ondes sur des résonnateurs en repos. II. Résonnateurs à oscillations hydrodynamiques*, p. 116.

G.-S. Meyer. — *Influence des forces de traction et de pression sur les propriétés thermoélectriques et magnétiques des métaux*, p. 134.

P. Glan. — *Recherches théoriques sur les corps élastiques et la lumière*, p. 155.

P. Johannesson. — *Remarques sur la résonnance*, p. 180.

K. Olzewski. — *Essai de liquéfaction de l'hélium*, p. 184.

N° 10, 1896.

A. Heydweiller. — *Frottement intérieur de quelques liquides au-dessus de leur point d'ébullition*, p. 193.

L. Holborn et W. Wien. — *Sur la mesure des basses températures*, p. 213.

A. Schukarew. — *Sur le calorimètre à vapeur et la mesure des chaleurs spécifiques par une méthode de comparaison*, p. 229.

R.-W. Wood. — *Évaluation expérimentale de la température dans les tubes de Geissler*, p. 238.

G. Jaumann. — *Déviation électrostatique des rayons cathodiques*, p. 252.

M. Wien. — *Sur les mesures de résistance des électrolytes à l'aide des courants alternatifs et du dynamomètre*, p. 267.

R. Hildebrand. — *Méthode simple pour obtenir dans un tube à vide des décharges alternées sensibles, à l'aide d'une bobine d'induction*, p. 273.

E. Wiechert. — *Sur les fondements de l'électrodynamique*, p. 283.

A. Winkelmann et R. Straubel. — *Sur quelques propriétés des rayons X de Röntgen*, p. 324.

R. Mauritius. — *Recherches avec les rayons de Röntgen*, p. 346.

L. Fomm. — *Les longueurs d'onde des rayons de Röntgen*, p. 350.

R. von Eötvös. — *Recherches sur la gravitation et le magnétisme terrestre*, p. 354.

P. Glan. — *Recherches théoriques sur les corps élastiques et la lumière*, p. 401.

---

# POLARISATION

ET

# OPTIQUE CRISTALLINE

LEÇONS PROFESSÉES A LA SORBONNE EN 1895

PAR

**H. PELLAT**

Professeur adjoint à la Faculté des Sciences de Paris

RÉDIGÉES PAR MM.

**DUPERRAY**
Agrégé de l'Université,
préparateur à la Sorbonne

**GALLOTTY**
Agrégé de l'Université,
professeur au lycée de Châteauroux

Paris, 1896. — Georges CARRÉ, éditeur

# TABLE DES MATIÈRES.

## NOVEMBRE 1896.



Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

Le Gérant : [illegible]

*Ta[illegible]*

# JOURNAL DE PHYSIQUE

## THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

---

*TROISIÈME SÉRIE.*

**TOME V. — DÉCEMBRE 1896.**

---

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

11, RUE RATAUD, 11.

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8 de 36 feuilles, avec figures dans le texte. Les vingt-quatre premiers volumes, 1872, 1873, 1874, 1875, 1876, 1877, 1878, 1879, 1880, 1881, 1882, 1883, 1884, 1885, 1886, 1887, 1888, 1889, 1890, 1891, 1892, 1893, 1894, 1895, se vendent séparément ........ 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier.

*Prix pour un an* (12 numéros):

Paris et pays faisant partie de l'Union postale........ 15 fr.
Autres pays ........ 17 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Ch. Brisse, rue Vauquelin, 18.

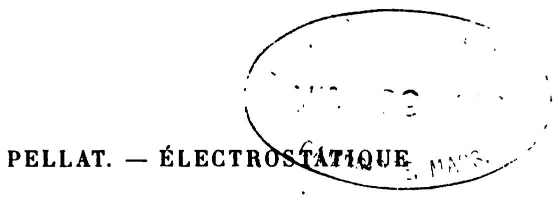
Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Bouty, rue du Val-de-Grâce, 9.

Tout ce qui concerne l'administration doit être adressé à M. Brisse, rue Vauquelin, 18.

---



(*Voir* la suite page 3.)



## ÉLECTROSTATIQUE NON FONDÉE SUR LES LOIS DE COULOMB. FORCES ÉLECTRIQUES AGISSANT SUR UN DIÉLECTRIQUE NON ÉLECTRISÉ ;

(DEUXIÈME PARTIE) (1)

Par M. H. PELLAT.

### III

Les principes sur lesquels je me suis appuyé pour établir ce qui précède et, en particulier, le principe de la conservation de l'énergie, permettent de montrer qu'un diélectrique non électrisé placé dans un champ électrique est soumis à des forces qui, disparaissant avec le champ, méritent encore le nom de *forces électriques*.

Pour le voir, j'établirai d'abord un théorème très simple, mais d'une application très fréquente, le *théorème sur les déformations d'un condensateur*.

Considérons un condensateur dont les armatures sont homogènes, et supposons que celles-ci soient isolées de façon à conserver leur charge M pendant une déformation infiniment lente de ce condensateur (écartement des armatures, déplacement d'un diélectrique, etc.). Le travail W des forces extérieures qui équilibrent les forces électriques est égal et de signe contraire au travail T de ces forces, puisqu'aucune variation de force vive ne résulte de cette déformation. Or, le travail W des forces extérieures fait varier d'autant l'énergie du condensateur. Comme, en vertu du principe des déformations infiniment lentes, l'énergie électrique $\left(\frac{1}{2}\frac{M^2}{C}\right)$ seule peut varier, on a, puisque M est constant :

$$W = \frac{M^2}{2}\left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_1}\right), \tag{1}$$

en représentant par $C_1$ et $C_2$ la capacité du condensateur au débu et à la fin de la transformation. D'où :

$$T = -W = \frac{M^2}{2}\left(\frac{1}{C_1} - \frac{1}{C_2}\right). \tag{2}$$

Si la transformation est infiniment petite, cette relation devient :

$$dT = \frac{1}{2}\frac{M^2}{C^2}\,dC = \frac{1}{2}\,V^2 dC, \tag{3}$$

en désignant par V la différence de potentiel des armatures.

(1) Voir la 1re Partie, p. 244 de ce volume.

Il est évident que pour une même déformation infiniment petite du condensateur, le travail $dT$ des forces électriques et la variation $dC$ de la capacité restent les mêmes, que les armatures soient isolées ou non ; cette dernière relation est donc applicable dans tous les cas. C'est elle qui constitue ce que j'appelle le *théorème de la déformation des condensateurs*.

On voit par la relation (3) que l'effet des forces électriques tend à augmenter la capacité du condensateur.

On déduit immédiatement de cette relation les deux corollaires suivants :

1° Si la déformation consiste uniquement dans un déplacement de translation $da$ d'une des parties du condensateur, en appelant F la projection sur la direction du déplacement de la force électrique à laquelle cette partie est soumise, on a $dT = F da$ ; d'où :

$$F = \frac{1}{2} V^2 \frac{dC}{da}. \tag{4}$$

2° Si la déformation consiste uniquement en une rotation $d\omega$ autour d'un certain axe d'une des parties du condensateur, en appelant $c$ le moment, par rapport à cet axe, des forces électriques agissant sur cette partie, on a $dT = c d\omega$ ; d'où :

$$c = \frac{1}{2} V^2 \frac{dC}{d\omega}. \tag{5}$$

Je n'insiste pas sur l'application de ces relations à la théorie des électromètres ; mais je vais en faire application aux actions exercées par un champ électrique sur un diélectrique.

Considérons un condensateur formé par deux armatures planes et parallèles PP′, QQ′ (*fig.* 1) rectangulaires, ayant des dimensions linéaires qu'on peut considérer comme infinies vis-à-vis de leur distance $e$. Entre les deux armatures se trouve une lame diélectrique LL′, d'épaisseur $c$, ayant ses faces parallèles aux armatures. Cette lame LL′ est formée de deux parties homogènes possédant des pouvoirs inducteurs spécifiques $K_1$ et $K_2$, ces parties étant séparées par un plan S perpendiculaire aux faces des armatures. Pour fixer les idées, je supposerai ces faces des armatures verticales, les bords de longueur $b$ étant horizontaux, et le plan de séparation des deux diélectriques horizontal, les pouvoirs inducteurs spécifiques $K_1$ et $K_2$ se rapportant

respectivement à la partie supérieure et à la partie inférieure de la lame. Ce plan de séparation est placé entre les armatures loin des bords inférieurs ou supérieurs de celles-ci. Je supposerai aussi que la lame LL′ déborde assez largement les armatures en haut et en bas, pour que ses deux bases soient en dehors du champ produit par le condensateur chargé. Enfin, entre les lames et les armatures, il existe un autre diélectrique de pouvoir inducteur spécifique K′ qui baigne les deux faces de la lame et les deux armatures.

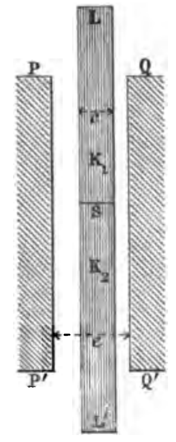



Fig. 1.

Faisons application de la relation (4) à ce condensateur en supposant qu'on soulève la lame d'une quantité infiniment petite *da*, et, pour cela, calculons *d*C. Entre les armatures loin des bords et loin de la surface de séparation S des diélectriques, les lignes de force sont des droites normales aux armatures : en suivant l'une d'elles on a :

$$(6) \qquad \varphi' K' = \varphi K, \qquad \varphi'(e - c) + \varphi c = V, \qquad \frac{4\pi\mu'}{K'} = \varphi',$$

en désignant par $\varphi'$ et $\varphi$ les intensités du champ dans le diélectrique qui baigne les armatures et dans la lame LL′ de pouvoir inducteur spécifique K, et par $\mu$ la densité sur les armatures ($\mu'$ est égal à $\mu'_1$ ou à $\mu'_2$, suivant que K est égal à $K_1$ ou à $K_2$, c'est-à-dire suivant que la ligne de force suivie est au-dessus ou au-dessous de S).

On tire de là :

$$(7) \qquad \mu' = \frac{KK'V}{4\pi\,[(e - c)\,K + cK']}.$$

En soulevant la lame LL′ de $da$, et en maintenant constant le potentiel des armatures, on fait varier la charge de

$$(8) \qquad V dC = (\mu'_2 - \mu'_1)\, b\, da,$$

en supposant toutefois la largeur $b$ de dimension infinie vis-à-vis des autres dimensions linéaires du condensateur, puisque près des bords verticaux des armatures, les densités $\mu'_2$ et $\mu'_1$ n'ont plus la valeur constante qu'elles ont loin de ces bords. En remplaçant $\mu'_2$ et $\mu'_1$ par leurs valeurs tirées de la relation (7), on a :

$$(9) \qquad \frac{dC}{da} = \frac{bK'}{4\pi}\left[\frac{K_2}{(e-c)K_2 + cK'} - \frac{K_1}{(e-c)K_1 + cK'}\right].$$

Il en résulte que la composante verticale de la force électrique qui agit sur la lame diélectrique, d'après la relation (4) est donnée par:

$$(10) \quad F = \frac{1}{2} V^2 \frac{dC}{da} = \frac{bV^2K'}{8\pi}\left[\frac{K_2}{(e-c)K_2 + cK'} - \frac{K_1}{(e-c)K_1 + cK'}\right].$$

Cette relation montre qu'un diélectrique non électrisé placé dans un champ électrique peut être soumis à des forces et donne la valeur de la composante verticale de l'ensemble de ces forces dans le cas particulier considéré.

La relation (10) est susceptible de nombreuses vérifications expérimentales. J'en ai fait plusieurs que je vais exposer maintenant.

Après quelques expériences d'essai, faites sur des diélectriques liquides, destinées à m'assurer que le sens du phénomène, ainsi que l'ordre de grandeur, était bien d'accord avec la relation (10), j'ai entrepris une série de recherches plus soignées sur les diélectriques solides et sur les diélectriques liquides.

## IV

### *Expériences sur les diélectriques solides.*

Comme substance diélectrique, j'ai donné la préférence à l'ébonite de belle qualité, à cause de la facilité qu'offre cette substance d'être taillée sous une forme géométrique bien déterminée. En outre, après la paraffine et le soufre, c'est peut-être le meilleur des diélectriques solides.

Dans un but que nous verrons plus loin, deux lames d'ébonite, identiques entre elles, ayant environ 12 centimètres de hauteur, 10 centimètres de largeur et 2 centimètres d'épaisseur, ont été taillées dans le même bloc. Entre les deux, on a détaché dans ce bloc une lame plus petite, qui a servi à déterminer le pouvoir inducteur spécifique de cette ébonite au moyen de l'appareil déjà décrit dans ce recueil (*Journal de Physique*, 3e série, t. IV, p. 501 ; 1895).

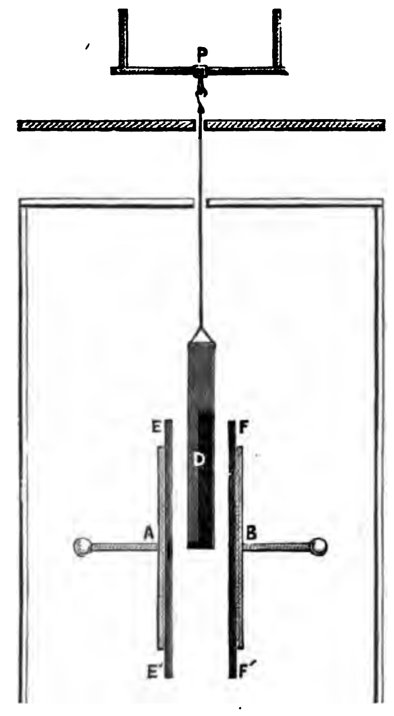



Fig. 2.

Pour faire l'expérience, la lame D (*fig.* 2) était suspendue par deux fils de soie, sous le plateau P d'une balance, entre les armatures planes et parallèles A et B d'un condensateur. La lame s'arrêtait à mi-hauteur environ des armatures, et sa partie supérieure s'élevait assez haut au-dessus de celles-ci, pour pouvoir être considérée comme n'étant plus dans le champ électrique produit par la charge du condensateur. Pour éviter l'électrisation de la lame par aigrettes, les armatures étaient recouvertes chacune d'une feuille d'ébonite EE', FF' peu

épaisse, mais les débordant largement; j'ai tenu compte dans la formule de leur effet comme diélectrique, ainsi que nous le verrons plus loin. Enfin, des écrans électriques empêchaient le champ de s'étendre jusqu'au plateau de la balance, et une cage, percée des trous nécessaires pour laisser passer les deux fils protégeait la lame contre les courants d'air.

Je réglais avec soin la verticalité des bords latéraux de la lame, ainsi que le parallélisme de ses faces et de celles des armatures; puis, je faisais la tare.

Les deux armatures du condensateur communiquaient respectivement avec les deux cylindres d'un électromètre de MM. Bichat et Blondlot, avec les deux pôles d'une bobine d'induction et, enfin, avec les armatures d'un condensateur formé par deux bouteilles de Leyde en cascade. La communication se faisait par l'intermédiaire d'un commutateur de grande dimension dont les pièces étaient soigneusement isolées à la paraffine. Ce commutateur se manœuvrait de loin à l'aide d'un fil de soie; il permettait de faire communiquer entre elles les deux armatures du condensateur pour avoir un champ nul, ou de les faire communiquer avec les appareils qui servaient à produire et à mesurer la différence de potentiel. Celle-ci était obtenue en faisant passer dans le gros fil de la bobine le courant d'un alternateur de 130 périodes environ, le trembleur étant supprimé. On produisait ainsi un champ alternatif entre les armatures, et le carré moyen de la différence de potentiel $\left(\frac{1}{T}\int_0^T V^2 dt\right)$ était mesuré par l'électromètre; c'est aussi cette grandeur qui intervenait directement dans la formule, puisque les phénomènes dont il s'agit dépendent de la valeur moyenne du carré du champ $\left(\frac{1}{T}\int_0^T \varphi^2 dt\right)$. Le calcul montre aisément qu'en opérant ainsi avec des champs alternatifs, une faible électrisation de la lame d'ébonite est sans influence sur le résultat. Du reste, j'avais soin de m'assurer, au début et à la fin des expériences, que la lame n'avait aucune charge sensible.

La balance étant en équilibre, dès qu'on faisait jouer le commutateur pour établir le champ électrique, on voyait la lame s'enfoncer entre les armatures conformément à la théorie, puisque la force électrique qui agit sur la lame tend à produire un déplacement de celle-ci dans le sens qui augmente la capacité (relation 3).

En mettant des poids convenables dans le plateau de la balance

opposé à la lame, on ramenait celle-ci à l'équilibre; on obtenait ainsi la valeur de la composante verticale de la force électrique pour une valeur du carré moyen de la différence de potentiel donné au même moment par la lecture sur l'échelle de l'électromètre.

La formule qui se rapporte à ces expériences se déduit immédiatement de la formule générale (10), en y faisant $K' = K_2 = 1$, $K_1 = K$, puisqu'ici l'air joue le rôle du diélectrique dont les pouvoirs inducteurs spécifiques ont été représentés par $K'$ et $K_2$. Il y a pourtant une petite correction à faire subir à la distance $e$ des armatures à cause de la présence des feuilles d'ébonite EE', FF', dont je désignerai par $\varepsilon$ la somme des épaisseurs. Soit en reprenant le raisonnement qui a servi à établir la relation (10), soit, plus simplement, en remarquant que cette épaisseur d'ébonite équivaut dans le condensateur à une épaisseur d'air égale à $\frac{\varepsilon}{K_3}$, si l'on appelle $K_3$ le pouvoir inducteur spécifique de ces lames, on obtient la correction. En désignant alors par F la valeur moyenne de la force pendant la période T du champ et par $E^2$ le carré moyen de la différence de potentiel $\frac{1}{T}\int_0^T V^2 dt$, l'intégration par rapport au temps de la relation (10) ainsi modifiée donne pour la valeur absolue de la force :

$$(11) \qquad F = \frac{bc\,(K-1)\,E^2}{8\pi K\left[e - \varepsilon\left(1-\frac{1}{K_3}\right) - c\left(1-\frac{1}{K}\right)\right]\left[e-\varepsilon\left(1-\frac{1}{K_3}\right)\right]}.$$

La formule 11 suppose que la densité électrique des armatures est la même sur la portion qui est en face des bords verticaux de la lame d'ébonite que sur la portion qui se trouve vis-à-vis du milieu de cette lame, comme cela aurait lieu si la lame était prolongée en avant et en arrière par des lames de garde fixes, de même nature, de même épaisseur et s'arrêtant au même niveau. Mais la réalisation pratique de ces lames de garde aurait entraîné beaucoup de difficultés, et elles n'auraient même pu que corriger imparfaitement les effets des bords.

J'ai préféré éliminer ces effets par le procédé fort simple qui consiste à faire l'expérience successivement avec deux lames identiques quant à la nature et à l'épaisseur, mais de largeur différente. Lorsque dans ces deux expériences consécutives la valeur de $E^2$ n'était pas exactement la même, comme la force totale mesurée, comprenant l'action

des bords, est proportionnelle à $E^2$ [1], un simple calcul de proportion donnait la valeur qu'on aurait trouvée pour la force, si $E^2$ n'avait pas varié. Supposons donc qu'il en soit ainsi, et désignons par $F'_1$ et $F'_2$ les valeurs données par la balance pour la composante verticale de la force électrique correspondant aux lames de largeur $b_1$ et $b_2$; en désignant par A le coefficient de $b$ dans la relation (11) et par $\varphi$ une force additive due à l'effet du bord, la même évidemment pour les deux lames, on a :

$$F'_1 = A\,b_1 + \varphi$$
$$F'_2 = A\,b_2 + \varphi$$

d'où, par soustraction,

$$(12)\quad F'_1 - F'_2 = A(b_1 - b_2) = \frac{(b_1 - b_2)\,c\,(K-1)\,E^2}{8\pi K\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{1}{K_3}\right) - c\left(1 - \frac{1}{K}\right)\right]\left[e - \varepsilon\left(\frac{1}{K_3}\right)\right]}$$

ou, enfin, en représentant par $P'_1 g$ et $P'_2 g$ les forces $F'_1$ et $F'_1$, $g$ étant l'intensité de la pesanteur et en posant :

$$(13)\qquad p = \frac{P'_1 - P'_2}{b_1 - b_2}$$

il vient :

$$(14)\quad p = \frac{c\,(K-1)\,E^2}{8\pi K g\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{1}{K_3}\right) - e\left(1 - \frac{1}{K_3}\right)\right]\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{1}{K_3}\right)\right]}.$$

C'est cette relation (14) qui a été vérifiée par l'expérience : j'ai mesuré séparément toutes les quantités qui figurent dans le second membre, et j'ai comparé la valeur de $p$ calculée par cette relation avec la valeur trouvée pour $p$ d'après la relation (13) et la détermination des largeurs $b_1$ et $b_2$, ainsi que des masses $P'_1$ et $P'_2$ placées dans la balance pour contrebalancer la force électrique.

Après avoir vérifié que les deux lames d'ébonite de même dimension, taillées dans le même bloc, dont j'ai parlé plus haut, donnaient bien le même résultat dans l'expérience que je viens de décrire, ce qui indiquait que l'ébonite formant le bloc était suffisamment homogène, une des lames a été divisée en deux par un trait de scie dans

---

(1) J'ai vérifié plusieurs fois cette proportionnalité dans les expériences préliminaires.

le sens de sa hauteur. De cette façon, je possédais trois lames, ayant pour largeur 10c,02, 6c,00 et 3c,94, mais identiques sous les autres rapports, qui permettaient plusieurs combinaisons deux à deux.

Toutes les longueurs ont été mesurées au moyen d'un bon pied à coulisse étudié, à $\frac{1}{10}$ de millimètre près. La balance employée était une robuste balance de Deleuil, donnée pour peser 3 kilogrammes à 5 milligrammes près ; mais, en réalité, la balance était très bonne, et, la charge n'étant pas très forte, la pesée se faisait à $\frac{1}{2}$ milligramme près.

Voici maintenant les données numériques du second membre de la relation (14) :

$$c = 2^c{,}03, \qquad \varepsilon = 0^c{,}95, \qquad K_3 = K = 2{,}98, \qquad g = 981,$$

$E^2 = 1112{,}4$ C.G.S. (correspondant à 0gr,3 placé dans le plateau de l'électromètre).

Quant à la distance $e$ des armatures, elle a varié dans les trois séries d'expériences, et a été respectivement 4c,13, 3c,48 et 3c,51.

Voici les résultats :

| Distance des armatures ($e$) | Largeur des lames ($b$) | Masse mesurant $E^2$ à l'électromètre | Masse mesurant l'action sur la lame | Valeur de cette masse pour $E^2$ … 0g,3 | $p$ observé | $p$ calculé | Différences relatives |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 4cm,13 | 10cm,01 | 0g,2995 | 0g,0839 | 0g,0840 | | | |
| | 6 ,00 | 0 ,381 | 0 ,067 | 0 ,0528 | 0g,0078 | 0g,0081 | $-\frac{1}{27}$ |
| | 3 ,94 | 0 ,3155 | 0 ,038 | 0 ,0361 | 0 ,0079 | 0 ,0081 | $-\frac{1}{40}$ |
| 3 ,48 | 10 ,02 | 0 ,3065 | 0 ,1502 | 0 ,1470 | 0 ,0142 | 0 ,0143 | $-\frac{1}{140}$ |
| | 3 ,94 | 0 ,4500 | 0 ,0912 | 0 ,0608 | | | |
| 3 ,51 | 10 ,02 | 1° 0 ,5229 | 0 ,2562 | 0 ,1470 | 0 ,0142 | 0 ,0138 | $+\frac{1}{35}$ |
| | | 2° 0 ,5096 | 0 ,250 | 0 ,1472 | | | |
| | 6 ,00 | 1° 0 ,5188 | 0 ,156 | 0 ,0902 | | | |
| | | 2° 0 ,5185 | 0 ,155 | 0 ,0897 | | | |
| | | 3° 0 ,511 | 0 ,154 | 0 ,0904 | | | |

Les différences entre les nombres observés et les nombres calculés rentrent tout à fait dans les erreurs des mesures, car il suffit de changer de $\frac{1}{10}$ de millimètre la valeur de la distance des arma-

tures, dans la troisième série, pour avoir un écart nul, au lieu d'un écart de $\frac{1}{35}$.

## V

### *Expériences sur les diélectriques liquides.*

Les expériences sur les liquides sont plus difficiles que les expériences sur les solides; la force électrique ne pouvant plus être directement pesée, on en est réduit à mesurer des dénivellations produites sur le diélectrique liquide par l'action du champ. Or le calcul assigne à ces dénivellations des valeurs très faibles. Après d'assez longs essais, je me suis arrêté à la disposition expérimentale suivante.

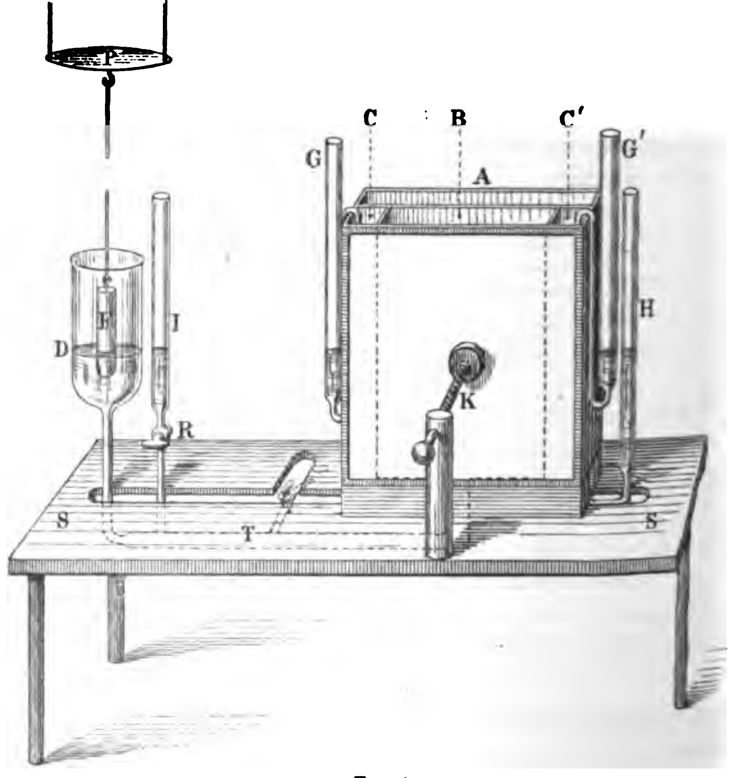



Fig. 3.

Une boite rectangulaire en ébonite B (*fig.* 3), ayant intérieure-

ment environ 15 centimètres de hauteur, 9 centimètres de longueur horizontale et 2 centimètres de largeur horizontale communique par un tube de verre deux fois recourbé T avec vase cylindrique D ayant environ $5^{cm},9$ de diamètre. Cette boîte B est contenue à l'intérieur d'une autre boîte en ébonite A rectangulaire, ayant intérieurement environ 16 centimètres de hauteur, 15 centimètres de longueur horizontale et $5^{cm},6$ de largeur horizontale, de façon que les larges faces des deux boîtes soient parallèles. Sur les faces extérieures de la grande boîte A sont collées deux feuilles de papier d'étain sur lesquelles s'appliquent, pressées légèrement par des ressorts, deux tiges de laiton K pour établir les communications électriques ; ce sont les deux armatures du condensateur.

Le système de vases communiquants BD était rempli à mi-hauteur environ de la boîte B, par une huile de pétrole non volatile, ayant à $15^{\circ},7$ pour densité 0,864 par rapport à l'eau à 4°.

Comme dans le cas des diélectriques solides, les formules théoriques à vérifier supposent que le condensateur, et par conséquent le liquide qu'il renferme, a une longueur horizontale infinie par rapport aux autres dimensions. L'artifice employé dans le cas des corps solides, pour résoudre cette difficulté, n'était pas d'une application commode ici, et j'ai préféré employer des lames de garde destinées à assurer l'homogénéité du champ dans toute la longueur horizontale du liquide de la boîte B. Celles-ci ont été constituées par deux boîtes d'ébonite C et C′, de section presque carrée, de largeur égale à la largeur de la boîte B, placées à droite et à gauche de celle-ci de façon à la prolonger parallèlement aux armatures. La même huile de pétrole était versée dans ces boîtes C et C′ au même niveau que dans la boîte du milieu. Pour voir les niveaux du liquide, trois tubes en verre I, G et G′ communiquent respectivement avec les trois boîtes ; ils ont $1^{c},8$ de diamètre (environ). La quantité de pétrole était alors réglée de façon à s'élever à un même niveau dans ces trois tubes, ce dont on s'assurait au moyen d'une lunette mobile dans un plan horizontal, placé à plusieurs mètres de l'appareil. Avant de faire l'expérience électrique on fermait le robinet R du tube I.

Ces lames de garde ne seraient parfaites que si la cloison d'ébonite formée par la double épaisseur des parois de la boîte principale et de l'une des boîtes latérales était infiniment mince. Il n'en était pas ainsi ; pourtant, ce défaut ne paraît pas avoir eu une influence bien sensible sur le résultat de mes expériences.

Si l'on produit entre les armatures un champ électrique, la capacité du condensateur tendant à augmenter (relation 3), le liquide doit un peu s'élever dans la boîte centrale B, un peu baisser, par conséquent, dans le vase communiquant D jusqu'à ce que la pression hydrostatique, qui résulte de cette dénivellation, compense l'action électrique.

C'est précisément l'abaissement du liquide dans le vase D qui était mesuré et dont on déduisait la dénivellation. A cet effet, un flotteur F, formé d'un cylindre de laiton ([1]) baignant dans le liquide, était suspendu sous le plateau P d'une excellente balance, système Curie, dont les amortisseurs, inutiles pour cette opération, avaient été enlevés. Le fléau portait à son extrémité une graduation en dixièmes de millimètre. Un microscope, plus puissant que le microscope ordinaire de la balance, lui avait été substitué ; ce microscope, pourvu d'une graduation oculaire, permettait de viser et de repérer les traits de la graduation portée par le fléau ; deux ou trois de ces traits étant visibles simultanément dans le champ de l'instrument, on avait immédiatement la tare du micromètre oculaire. Du déplacement du micromètre objectif ainsi mesuré, on déduisait, par un calcul facile, que j'indiquerai plus loin, l'abaissement du flotteur et la dénivellation entre les vases B et D.

Avec ce dispositif, on peut faire l'expérience dans trois conditions différentes qui se prêtent au calcul : 1° on peut laisser plein d'air l'espace compris entre la grande boîte A et les boîtes intérieures C, B et C′; 2° remplir complètement cet espace avec le même pétrole que celui placé dans les boîtes intérieures ; 3° remplir cet espace de pétrole seulement jusqu'au niveau du liquide placé dans les boîtes C, B et C′. Un tube de verre H communiquant avec A permettait de viser ce niveau.

Déduisons maintenant de la théorie les formules qui conviennent à chacun de ces trois cas. Il est évident que la dénivellation $a$ que va

---

([1]) Ce cylindre avait 3cm,6 environ de diamètre dans les premières expériences. Craignant que l'intervalle entre les bords du cylindre et les bords du vase, 1cm,1 environ, fût trop faible et que des actions capillaires vinssent fausser les indications, j'ai employé ensuite un cylindre n'ayant que 1cm,47 de diamètre; les résultats n'ont pas sensiblement varié.

produire le champ électrique entre le niveau du liquide dans la boîte intérieure B et le niveau du liquide dans le vase communiquant D est indépendante de la section de ce dernier vase, pourvu qu'elle soit assez grande pour que les actions capillaires y soient négligeables ; afin de simplifier le raisonnement, nous pouvons donc supposer que la section de ce vase est infinie vis-à-vis de celle de la boîte intérieure. Dans ces conditions, l'équilibre existant sous l'influence combinée du champ électrique et des actions hydrostatiques, si nous produisions une surélévation infiniment petite $da$ du niveau du liquide dans la boîte intérieure, le travail infiniment petit des forces électriques agissant sur le liquide serait (relation 3), $\frac{1}{2}V^2dC$, et le travail de la pesanteur serait négatif et aurait pour valeur $-Dgsa\,da$, en représentant par D la masse spécifique du liquide et par $s$ la surface libre du liquide qui s'élève, puisque tout reviendrait à l'élévation du poids de liquide $Dgs\,da$ à la hauteur $a$. La somme des travaux de toutes les forces agissant dans ce déplacement infiniment petit doit être nulle, puisque les forces se font équilibre ; on a donc :

$$(15) \qquad \frac{1}{2}V^2dC - Dgsa\,da = 0, \qquad \text{d'où :} \qquad Dgsa = \frac{1}{2}V^2\frac{dC}{da}.$$

On aurait pu, du reste, écrire immédiatement cette égalité, en faisant application de la relation (4), puisque, dans le cas actuel, la force qui fait équilibre à l'action électrique $\frac{1}{2}V^2\frac{dC}{da}$ est le poids $Dgsa$ de la couche de liquide qui, dans la boîte B, dépasse le niveau du vase extérieur D.

La quantité $dC$ se calcule comme nous l'avons indiqué plus haut. Nous supposerons, comme ci-dessus, que la boîte et les armatures ont une longueur horizontale $l$ infinie vis-à-vis de la distance des armatures ; $dC$ et $s$ sont alors proportionnels à $l$, qui s'élimine. On doit faire, dans le 1er et le 2e cas, $s$ égal à $lc$, en désignant par $c$ l'épaisseur du liquide contenu dans la boîte intérieure ; mais dans le 3e cas on doit faire $s = l(e - \varepsilon)$, en désignant par $e$ la distance des armatures, et par $\varepsilon$ la somme des épaisseurs des quatre lames d'ébonite que l'on rencontre en allant d'une armature à l'autre, puisque, dans ce cas, le liquide a une épaisseur égale à $e - \varepsilon$. La relation (15) donne

alors pour $a$ les trois expressions suivantes (¹) :

1er cas : $$a = \frac{(K-1)E^2}{8\pi Dg\left[Kc - c(K-1) - \varepsilon\left(K - \frac{K}{K'}\right)\right]\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{1}{K'}\right)\right]}$$

2e cas : $$a = \frac{K(K-1)E^2}{8\pi Dg\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{K}{K'}\right)\right]\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{K}{K'}\right) + c(K-1)\right]}$$

3e cas : $$a = \frac{(K-1)E^2}{8\pi Dg\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{K}{K'}\right)\right]\left[e - \varepsilon\left(1 - \frac{1}{K'}\right)\right]}$$

avec les valeurs numériques suivantes :

| | |
|---|---|
| Pouvoir inducteur spécifique du liquide. . . . | $K = 2{,}36$ (²) |
| — — de l'ébonite . . . | $K' = 3$ |
| Masse spécifique du liquide. . . . . . . . . . | $D = 0{,}86$ |
| Intensité de la pesanteur . . . . . . . . . . . | $g = 981$ |
| Distance des armatures . . . . . . . . . . . . | $e = 5^{cm},43$ |
| Somme des épaisseurs d'ébonite . . . . . . . | $\varepsilon = 1^{cm},51$ |
| Épaisseur du liquide dans la boîte intérieure . | $c = 2^{cm},13$ |

Le carré moyen de la différence de potentiel $E^2 = \frac{1}{T}\int_0^T V^2 dT$ était obtenu et mesuré comme dans les expériences relatives aux corps solides $\left(T = \frac{1}{130} \text{ de seconde environ}\right)$.

D'autre part, désignons par $y$ la hauteur dont s'élève le liquide dans la boîte intérieure B, et par $x$ la quantité dont il s'abaisse dans le vase D communiquant avec elle ; en désignant par S la section de ce vase et par $bc$ la section de la boîte B, on a : $x + y = a$, et : $xS = ybc$, d'où :

$$a = x\left(1 + \frac{S}{bc}\right).$$

Dans la dernière expérience que j'ai faite, le centre de gravité du

(¹) Ces expressions peuvent aussi, par des considérations très simples, se déduire de la relation générale (10).

(²) Le pouvoir inducteur spécifique K du pétrole a été mesuré avec l'appareil déjà décrit (*Journal de Phys.*, 2e série, t. IV, p. 501 ; 1895), avec la même fréquence du champ alternatif que dans les expériences rapportées ci-dessus.

Une première mesure a donné : $K = 2{,}372$ ; le pétrole a été laissé huit jours dans la cuve de l'appareil. Après ce temps la mesure a donné : $K = 2{,}357$, nombre bien voisin du précédent. Le carré de l'indice de réfraction de ce liquide est 2,16. On voit que, comme cela a presque toujours lieu, la relation de Maxwell : $K = n^2$, n'est que grossièrement satisfaite.

fléau de la balance avait été amené exactement sur l'axe de rotation ; dans ces conditions la quantité $x$ est égale au déplacement du flotteur F, égale par conséquent aussi au déplacement de l'arête du couteau correspondant de la balance; en désignant par $l$ et L les distances de cette arête et du micromètre objectif à l'axe de rotation du fléau, et par $\alpha$ le déplacement de ce micromètre mesuré par le microscope, on a

$$x = \alpha \frac{l}{L}$$

d'où :

$$a = \alpha \frac{l}{L}\left(1 + \frac{S}{bc}\right) \tag{17}$$

avec :

$l = 13^{cm},04$
$L = 18^{cm},07$
$S = 27^{cq},19$
$bc = 9^{cm},075 \times 2^{cm},125 = 19^{cq},28.$

Mais, dans toutes les autres expériences, la balance avait sa sensibilité ordinaire. La relation qui donne alors $a$ est plus compliquée que la relation (17) : elle comprend un terme additif au second membre, où figurent la sensibilité de la balance, la masse spécifique du liquide, les sections droites du flotteur F et des vases D et B. Il me paraît inutile de développer ce calcul très élémentaire, mais un peu long, et de détailler les mesures très simples que nécessite la formule ainsi modifiée. C'est la valeur de $a$ tirée de cette formule ou de la formule (17) qui dans le tableau suivant est désignée sous le nom de *dénivellation observée*, par opposition à la valeur de $a$ donnée par la relation (16), désignée sous le nom de *dénivellation calculée*.

| | Carré moyen de la différence de potentiel $E^2$ en unités électrostatiques C. G. S. | Dénivellation $a$ Calculée | Dénivellation $a$ Observée | Différence en microns |
|---|---|---|---|---|
| 1er cas | 1813 | $0^{cm},0035$ | $0^{cm},0037$ | + 2µ |
| | 1827 | 0 ,0035 | 0 ,0036 | + 1 |
| | 1758 | 0 ,0034 | 0 ,0040 | + 6 |
| 2e cas | 1778 | 0 ,0066 | 0 ,0058 | — 8 |
| | 1726 | 0 ,0064 | 0 ,0055 | — 9 |
| | 1550 | 0 ,0057 | 0 ,0056 | — 1 |
| | 1726 | 0 ,0064 | 0 ,0066 | + 2 |
| 3e cas | 1829 | 0 ,0052 | 0 ,0051 | — 1 |
| | 1740 | 0 ,0049 | 0 ,0046 | — 3 |
| | 1430 | 0 ,0041 | 0 ,0045 | + 4 |
| | 1442 | 0 ,0041 | 0 ,0046 | + 5 |
| | 1900 | 0 ,0054 | 0 ,0061 | + 7 |

On voit que la différence entre les dénivellations calculées et observées ne s'élève qu'à quelques microns et ne présentent rien de systématique. L'exactitude des formules théoriques est donc démontrée expérimentalement dans le cas des liquides, comme dans celui des solides.

Ainsi l'action d'un champ électrique sur un diélectrique qui n'est pas électrisé est non seulement bien réelle (¹), mais, en outre, est représentée exactement par les relations déduites des principes de la conservation de l'énergie et des autres principes qui ont servi de base à la nouvelle manière d'établir l'électrostatique que j'ai présentée ici.

---

## SUR LES PROPRIÉTÉS OPTIQUES D'UN CYLINDRE DE VERRE TOURNANT RAPIDEMENT DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE ;

Par M. C. DUPERRAY.

M. Villari a publié, dans les *Annales de Poggendorff* (²), les résultats d'une expérience faite par lui en 1873, et d'où il conclut qu'il faut un temps très appréciable $\left(\frac{1}{800}\text{ de seconde environ}\right)$ pour qu'un morceau de flint puisse acquérir le pouvoir rotatoire magnétique.

Cette conclusion est en contradiction avec les expériences postérieures de MM. Bichat et Blondlot et de M. Curie.

M. Villari faisait tourner rapidement un cylindre de flint entre les pôles d'un électro-aimant, l'axe du cylindre étant perpendiculaire à

(¹) Les seules expériences qui, à ma connaissance, ont été faites avant les miennes concernant l'action d'un champ électrique sur un diélectrique non électrisé sont : 1° celles dans lesquelles M. Boltzmann a mesuré l'attraction qu'exerce une sphère électrisée sur une sphère diélectrique non électrisée ; 2° celles dans lesquelles M. Quincke a mesuré la variation de pression d'une bulle d'air écrasée entre les plateaux d'un condensateur noyé dans un diélectrique liquide. Les expériences de M. Boltzmann se prêtent difficilement au calcul ; celles de M. Quincke peuvent donner lieu à une objection à cause des forces capillaires relativement considérables qui s'exercent à la surface de séparation de la bulle d'air et du diélectrique liquide. C'est pour éviter l'influence possible, mais inconnue, du champ électrique sur les phénomènes capillaires que j'ai toujours employé, dans mes expériences, de larges surfaces de séparation entre l'air et le liquide diélectrique.

(²) Villari, *Pogg. Ann.*, t. CXLIX, p. 324.

la ligne des pôles. Un rayon lumineux polarisé traverse le cylindre suivant cette ligne des pôles et, par suite, suivant un diamètre d'une section droite du cylindre. Si le cylindre est immobile, on observe, en excitant l'électro-aimant, une certaine rotation du plan de polarisation. D'après M. Villari, cette rotation du plan de polarisation irait en diminuant quand le cylindre tourne avec une vitesse croissante, et s'annulerait pour une vitesse de rotation d'environ 200 tours par seconde.

Ce résultat s'expliquerait en admettant qu'il faut au flint un temps appréciable pour acquérir le pouvoir rotatoire magnétique, les molécules soumises au champ magnétique changeant trop rapidement d'orientation par rapport à la direction fixe de ce champ, pour s'aimanter sous l'influence de ce champ.

En reprenant cette expérience, que je cherchais d'abord à interpréter d'une autre façon, j'ai constaté, en me plaçant dans des conditions convenables, que le pouvoir rotatoire restait indépendant de la vitesse de rotation, contrairement au résultat annoncé par M. Villari.

1° J'ai d'abord étudié l'effet de la rotation seule, en l'absence du champ magnétique, sur les propriétés optiques du cylindre.

Un rayon polarisé rectilignement donne naissance à la sortie du cylindre tournant à un rayon polarisé elliptiquement, ne pouvant plus être éteint par le nicol analyseur. Il y a exception si le plan de polarisation du rayon incident est parallèle ou perpendiculaire à l'axe : dans ce cas, la vibration reste rectiligne. Le cylindre de flint, quand il tourne rapidement, se comporte donc comme un corps biréfringent uniaxe, l'axe optique étant dirigé suivant l'axe de rotation. L'effet de la force centrifuge qui s'exerce seulement dans les directions perpendiculaires à l'axe suffit à expliquer cette biréfringence accidentelle.

Si le cylindre tourne trop vite et surtout s'il n'est pas parfaitement centré, on n'observe plus de résultat aussi net : il faudrait probablement tenir compte de la double réfraction accidentelle due aux vibrations du verre sous l'influence des chocs auxquels l'axe est soumis.

2° J'ai ensuite excité l'électro-aimant, le cylindre étant au repos ; la lumière étant polarisée dans un plan perpendiculaire ou parallèle à l'axe de rotation, j'ai mesuré la rotation du plan de polarisation au sortir du cylindre à l'aide d'un saccharimètre Laurent. Le champ

employé était assez faible pour que cette rotation ne fût que de quelques degrés (5 environ) [1]. De cette façon la lumière traversant le cylindre restait toujours polarisée à très peu près parallèlement ou perpendiculairement à l'axe de rotation, et l'effet de la double réfraction accidentelle signalé plus haut devait être négligeable. J'ai ensuite fait tourner le cylindre à des vitesses atteignant et dépassant 200 tours par seconde, et j'ai mesuré de nouveau la rotation du plan de polarisation : elle était exactement la même que lorsque le cylindre était immobile.

Cette expérience n'est donc nullement en contradiction avec les résultats des expériences postérieures. Peut-être la double réfraction accidentelle du cylindre avait-elle influencé les résultats de l'expérience faite par M. Villari.

---

## SUR UNE FORME DE TUBE DE CROOKES PERMETTANT D'OBTENIR, AVEC DE COURTES POSES, DES IMAGES PHOTOGRAPHIQUES D'UNE GRANDE NETTETÉ;

Par M. E. COLARDEAU.

Les images fournies par les rayons de Röntgen étant assimilables à de véritables ombres portées par des radiations à trajectoire rectiligne, la condition de netteté pour ces images est que la source qui émet les rayons ait une étendue extrêmement petite, et, autant que possible, comparable à un point.

Cette condition était très mal réalisée dans les premiers tubes employés pour produire les photographies à travers les corps opaques. En effet, le rayonnement cathodique venait frapper une grande partie de la surface de l'ampoule, et c'était toute cette partie qui émettait les rayons X. Alors l'impression produite sur la plaque sensible perdait toute netteté et les contours des images s'entouraient d'une large pénombre, dès que l'objet à photographier s'éloignait à quelques millimètres de la surface de cette plaque.

---

(1) On mesurait le double de cette rotation en renversant le sens du courant dans l'électro-aimant. Le saccharimètre permettant de mesurer la rotation à $\frac{1}{10}$ de degré près environ, un changement de $\frac{1}{100}$ de la valeur de la rotation aurait été appréciable.

Cet inconvénient a été atténué en grande partie par l'emploi de cathodes concaves qui rendent convergent le faisceau cathodique. En coupant ce faisceau, dans sa partie la plus étroite, par la surface qui doit émettre les rayons X, celle-ci ne devient active que sur une petite étendue, et les images gagnent en netteté. Mais cette concentration du faisceau cathodique est accompagnée d'un dégagement de chaleur considérable; de sorte que l'emploi des cathodes concaves n'a donné que des résultats médiocres tant qu'on n'a concentré le faisceau que sur l'enveloppe de verre de l'ampoule, car ce verre s'altérait et s'échauffait rapidement au point d'entrer en fusion, ce qui mettait l'appareil hors de service.

M. J. Perrin ayant montré que tout corps solide intérieur à l'ampoule devient centre d'émission pour les rayons X quand il est frappé par le flux cathodique, on songea à concentrer ce flux sur une lame de platine placée au centre de l'ampoule et pouvant être portée sans inconvénient à une température élevée. C'est d'après ces données que sont construits les tubes du genre dit *focus* qui sont universellement employés aujourd'hui et qui donnent, avec des poses très abrégées, des épreuves bien meilleures que celles fournies par les anciens tubes.

La forme et les dimensions que l'on donne habituellement à ces appareils présentent plusieurs inconvénients qui sont résumés dans les quatre paragraphes suivants :

1° Le verre qui forme l'enveloppe doit être assez épais pour ne pas s'écraser sous la pression extérieure ; comme ce verre est peu transparent pour les rayons X, il arrête la majeure partie de ceux qui ont pris naissance à l'intérieur, sur la lame focus. Toute modification ayant pour effet d'augmenter la transparence de la paroi pour ces rayons augmentera évidemment en même temps la puissance de l'appareil.

2° L'espace vide qui règne à l'intérieur entre les parois de l'ampoule et les électrodes est de grandes dimensions. C'est la totalité de cet espace qui participe au passage de la décharge. Il y aurait sans doute intérêt à localiser autant que possible toute l'énergie de cette décharge dans l'intérieur du cône circonscrit à la cathode et au focus.

3° Si l'on admet la théorie du bombardement moléculaire de Crookes, on admettra en même temps que la distance de la cathode à la région anticathodique qui reçoit ce bombardement doit avoir

une grande importance. En effet, pour que les particules de gaz lancées par la cathode puissent engendrer des rayons X en venant frapper l'obstacle placé sur leur trajet, il est nécessaire qu'elles n'aient pas été arrêtées en route par d'autres particules ne prenant pas part, au même instant, à ce bombardement. Ceci aura d'autant plus de chances d'être réalisé que le trajet à parcourir par ces particules sera moins long. D'ailleurs, ainsi que l'a fait remarquer M. Guillaume (1), on peut trouver une cause additionnelle de réduction de vitesse du flux cathodique dans l'action électrodynamique qu'exercent sur les corps voisins ces particules chargées d'électricité et agissant à la manière d'un courant. Comme la décharge consiste en chocs séparés, chacun d'eux exercera une action inductrice qui consommera une partie de son énergie d'autant plus grande que les rayons cathodiques se propageront sur une plus grande distance.

L'expérience a vérifié qu'il y a bien avantage à donner aux rayons cathodiques une faible longueur. J'ai construit divers tubes dans lesquels la cathode pouvait être amenée à des distances variables de la paroi anticathodique. Quand cette distance est très petite (1 centimètre par exemple), la paroi chauffe et s'altère rapidement, mais elle est très active au point de vue photographique, tandis que la production des rayons X est très affaiblie quand cette distance atteint seulement 15 à 20 centimètres.

4° S'il était rigoureusement exact que chaque rayon cathodique se propage dans une direction normale à la cathode, à partir du point où il a été émis, en plaçant la lame focus exactement au centre de courbure de cette cathode, cette lame n'émettrait des rayons X que par un point, et les images obtenues seraient d'une netteté parfaite. Or, cette hypothèse sur la direction du flux cathodique n'est pas toujours exacte. J'ai étudié la forme de ce flux émis, dans un tube cylindrique, par une cathode concave, en le coupant à diverses distances par un écran d'une substance telle que la craie ou le spath d'Islande à laquelle les rayons cathodiques communiquent une luminescence très intense partout où ils la frappent. Or, j'ai constaté que le point où ce flux présente l'étranglement maximum est souvent bien au-delà du centre de courbure et qu'il est variable avec le degré de vide. Par suite, la lame focus placée au centre de courbure de la cathode est frappée par le flux, non sur un seul point, mais sur une

(1) *Société française de Physique*, séance du 19 juin 1896.

étendue assez large. C'est alors la presque totalité de cette lame qui émet des rayons X, et les images cessent d'être nettes pour prendre une pénombre très accusée quand la distance de la plaque sensible à l'objet à photographier atteint une valeur notable.

J'ai cherché à éviter ces divers inconvénients en construisant le tube que la *fig.* 1 représente à peu près en vraie grandeur.

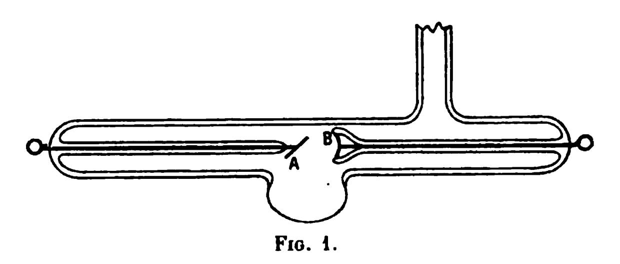



Fig. 1.

Il est cylindrique, et son diamètre ne dépasse pas 6 à 7 millimètres. Une cathode d'un diamètre de 4 millimètres environ occupe la majeure partie de la section de ce tube et n'est séparée, sur son pourtour, des parois de verre, que par l'espace strictement nécessaire pour ne pas avoir à craindre un échauffement trop dangereux de ces parois. Cette cathode est concave et son rayon de courbure est d'environ un demi-centimètre. A une distance de 7 à 8 millimètres se trouve la lame focus inclinée, comme d'habitude, à 45° sur l'axe du tube, et dont la surface n'est que de quelques millimètres carrés. Grâce à ces faibles dimensions transversales, si le point de concentration du faisceau cathodique ne se trouve pas exactement sur le focus; du moins, la surface de section du faisceau par cette lame est toujours très petite, et la netteté des images est toujours assurée.

Pour que les rayons X engendrés à l'intérieur puissent sortir avec le moins d'affaiblissement possible, la paroi a été soufflée en une petite ampoule d'un dixième de millimètre d'épaisseur, juste en face du focus et du côté de la face active de cette lame. Malgré cette minceur extrême, la solidité de la paroi est amplement suffisante pour résister à la pression extérieure, grâce à la très petite dimension de l'ampoule.

Comme le passage de la décharge dans un tube d'aussi faible volume ne manquerait pas d'en altérer rapidement le degré de vide, il faut, ou le laisser adapté à la trompe à mercure pour y établir, au

moment voulu, le degré de vide jugé convenable, ou y souder un réservoir assez volumineux formant une réserve de gaz qui lui permettra d'avoir une assez longue durée de fonctionnement.

Des tubes ainsi construits m'ont permis d'obtenir, avec des durées de poses très modérées, d'excellentes épreuves radiographiques.

La netteté de ces épreuves prouve que le centre d'émission des rayons X est évidemment très petit. Il m'a paru utile de constater directement qu'il est bien de l'ordre de grandeur prévu lors de la construction du tube. Pour cela j'ai employé la méthode suivante, appliquée déjà, dans des conditions analogues, par divers expérimentateurs. J'ai placé juste à égale distance entre une plaque photographique et la lame focus du tube, un écran métallique percé d'une petite ouverture de $0^{mm},2$ de diamètre environ qui joue le rôle de la petite ouverture d'une chambre noire simple. Les rayons X qui passent par cette petite ouverture viennent impressionner la plaque, de manière à y reproduire, *en vraie grandeur*, l'image de la source qui les émet. Si, au lieu d'une seule ouverture, on en perce plusieurs dans l'écran, chacune donne une image de la source, et la plaque sensible contient un nombre de ces images égal à celui des ouvertures. Les épreuves obtenues ont montré que le diamètre du centre d'émission des rayons X ne dépasse pas 1 millimètre. Toutes les images ayant d'ailleurs la même intensité, on en conclut que les radiations émises par ce centre ont le même pouvoir photographique dans toutes les directions. Ce dernier résultat avait d'ailleurs déjà été constaté par plusieurs observateurs. La même opération répétée avec un tube focus ordinaire montre que la partie active qui émet les rayons X a une étendue beaucoup plus grande. Elle comprend même la lame focus tout entière dans le tube qui m'a servi pour ces expériences.

En employant, pour actionner le tube qui vient d'être décrit, une bobine d'induction de petit modèle donnant 5 à 6 centimètres d'étincelle, on peut obtenir de très bons clichés du squelette de la main ou d'objets d'épaisseur modérée, avec une durée de pose d'environ une minute.

Avec une bobine de grand modèle donnant 25 à 30 centimètres d'étincelle, j'ai obtenu, avec une seule rupture du courant inducteur, des épreuves instantanées de main d'enfant dans lesquelles l'ossature est bien visible. Quatre étincelles ont suffi pour donner non seulement le contour des os de doigts d'adultes, mais les détails de ces os.

Comme il était intéressant d'apprécier la durée de la pose qui correspond à une étincelle de l'interrupteur, j'ai photographié, à l'aide d'une seule de ces étincelles, une petite roue dentée d'horlogerie en la laissant d'abord au repos, et en lui donnant ensuite un rapide mouvement de rotation. Dans le premier cas, l'image de la denture et des rayons est parfaitement nette ; dans le second, les dents ne peuvent plus être distinguées les unes des autres, et les rayons sont élargis dans le sens de la rotation. Cet élargissement permet évidemment d'évaluer la durée de l'action photographique si l'on connaît la vitesse de rotation de la roue. Cette évaluation (que je n'ai faite jusqu'ici que grossièrement et que je cherche maintenant à obtenir d'une manière plus rigoureuse) m'a conduit à une durée de pose de l'ordre de grandeur du millième de seconde. J'ajoute que l'aspect de l'épreuve de la roue en mouvement montre qu'une étincelle qui paraît unique, pour l'œil ou pour l'oreille, se compose, en réalité, de plusieurs autres, soit parce que la décharge est oscillante, soit parce qu'elle est interrompue. C'est à l'ensemble de ces décharges que correspond la durée indiquée plus haut.

Grâce à la finesse des épreuves obtenues avec le tube qui vient d'être décrit, il est facile de produire des photographies stéréoscopiques en prenant deux clichés d'un même objet avec des positions différentes du tube. La sensation de relief obtenue est aussi parfaite que celle que donnent les épreuves stéréoscopiques ordinaires fournies par les meilleurs objectifs.

---

## SUR LA DENSITÉ ET SUR LA CHALEUR SPÉCIFIQUE MOYENNE ENTRE 0° ET 100° DES ALLIAGES DE FER ET D'ANTIMOINE ;

Par M. J. LABORDE.

Ces alliages ont été obtenus en chauffant au four Perrot, dans un creuset brasqué, de l'antimoine pur cristallisé avec du fil de fer pur coupé en petits morceaux. L'antimoine fondant le premier dissolvait ensuite le fer, et l'alliage, rendu homogène par l'agitation du creuset, était coulé dans une lingotière où il se refroidissait rapidement. On a préparé ainsi huit échantillons d'alliages différents sur lesquels on a déterminé la densité et la chaleur spécifique moyenne entre 0° et 100°.

Le Tableau suivant donne : 1° la quantité de fer contenue dans les alliages et fournie par l'analyse ; 2° la densité à 0° de ces alliages ; 3° la chaleur spécifique calculée d'après la composition, en prenant pour chaleurs spécifiques du fer et de l'antimoine celles qui ont été déterminées sur les échantillons des métaux employés, et qui étaient de 0,1136 pour le fer et 0,0509 pour l'antimoine.

| Numéros des alliages | Fer pour 100 | Densité à 0° | Chaleur spécifique | |
|---|---|---|---|---|
| | | | trouvée | calculée |
| 1........... | 18,48 | 7,211 | 0,0639 | 0,0625 |
| 2........... | 25,69 | 7,912 | 0,0688 | 0,0670 |
| 3........... | 35,42 | 8,300 | 0,0753 | 0,0731 |
| 4........... | 39,20 | 8,071 | 0,0779 | 0,0754 |
| 5........... | 43,12 | 8,298 | 0,0797 | 0,0778 |
| 6........... | 55,02 | 8,159 | 0,0869 | 0,0854 |
| 7........... | 61,20 | 8,120 | 0,0903 | 0,0892 |
| 8........... | 81,20 | 7,800 | 0,1028 | 0,1019 |

Presque toutes les densités sont égales ou supérieures à celle du fer, le plus lourd des métaux composants ; il y a donc une contraction considérable pendant la formation de l'alliage. A mesure que la proportion de fer croît, la densité augmente d'abord très rapidement pour diminuer ensuite plus lentement qu'elle n'a augmenté ; dans le voisinage du sommet de la courbe, il y a un point singulier qui correspond à l'alliage n° 4, et qui se trouve placé notablement au-dessous des points n° 3 et n° 5.

Les nombres trouvés pour la chaleur spécifique sont tous plus grands que les nombres calculés d'après la règle des mélanges, et les différences les plus importantes sont de beaucoup supérieures aux erreurs d'expérience. Le maximum d'écart a lieu pour l'alliage n° 4 qui se distingue encore des autres de cette manière. La composition de cet alliage est voisine de celle qui est représentée par la formule $Fe^3Sb^4$ correspondant à 38 pour 100 de fer.

Ces quelques remarques sur la densité et la chaleur spécifique des alliages de fer et d'antimoine me paraissent concorder avec les résultats obtenus par M. P. Weiss (1) qui a trouvé que les propriétés magnétiques de ces alliages augmentent brusquement lorsque la proportion de fer atteint et dépasse celle qui correspond encore à l'alliage $Fe^3Sb^4$.

---

(1) *Thèse pour le Doctorat ès Sciences physiques*. Paris ; 1896.

## PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON ;

Tome LVII, 1895.

**A. SCHUSTER et W. GANNON. — Détermination de la chaleur spécifique de l'eau en fonction des unités électriques internationales ; p. 25.**

Le travail électrique effectué dans un conducteur est mesuré par $\int EI dt$, expression dans laquelle E désigne la différence de potentiel entre les extrémités du conducteur, I l'intensité du courant, et $t$ le temps. La différence de potentiel E était maintenue constante, et $\int I dt$ était mesurée directement au moyen d'un voltamètre à argent.

On mesurait, d'autre part, la quantité de chaleur dégagée dans le condensateur, que l'on immergeait dans un calorimètre.

En supposant que l'équivalent électro-chimique de l'argent est égal à 0,001118 et que la force électromotrice de l'étalon Clark est égale à :

$$1,4340 [1 - \alpha (t - 15)] \text{ volts},$$

avec $\alpha = 0,000814 + 0,000007 (t - 15)$, les auteurs ont obtenu pour l'équivalent mécanique de la chaleur à la température de 19°,1 :

J = 4,1804 joules dans l'échelle du thermomètre à mercure en verre dur français ;
J = 4,1905 » dans l'échelle du thermomètre à azote ;
J = 4,1917 » dans l'échelle du thermomètre à hydrogène.

Les auteurs comparent ces valeurs avec les valeurs obtenues par Joule, Rowland, Griffiths et Miculescu. La table suivante donne le résultat de cette comparaison. Dans cette table, l'équivalent mécanique de la chaleur est calculé en livres-pieds (foot-pounds) à 15° pour Greenwich ($g = 981,24$) et rapporté au thermomètre à azote :

| Joule | Rowland | Miculescu | Griffiths | Schuster et Gannon |
|---|---|---|---|---|
| 775 | 778,3 | 776,2 | 780,2 | 779,7 |

Si l'on remarque que le nombre de Rowland, rapporté au thermomètre à azote de Paris, devrait probablement être diminué d'une unité, on est frappé de la différence systématique qui existe entre les valeurs obtenues par les méthodes directes (Joule, Rowland et Micu-

lescu) et les valeurs obtenues par les méthodes électriques (Griffiths, Schuster et Gannon). Il reste à déterminer, par des recherches ultérieures, si cette différence n'est pas due à une faute dans les unités électriques employées.

TH. EWAN. — Spectres d'absorption des solutions diluées; p. 117.

L'auteur a étudié, dans un mémoire antérieur (1), la manière dont l'absorption dépend du degré de dissociation. Mais il opérait avec des solutions assez concentrées. Dans le travail actuel, l'auteur a employé des solutions beaucoup plus diluées. Il indique également toutes les corrections qu'il faut effectuer.

M. Ewan a étudié les sels de cuivre suivants:

$$So^4Cu, \quad CuCl^2, \quad (Azo^3)^2Cu, \quad CuBr^2, \quad (C^2H^3O^2)^2Cu.$$

L'absorption varie peu, pour les quatre premiers sels, avec la dilution, tandis que le degré de dissociation croît fortement; l'ion libre et l'atome combiné possèdent sensiblement la même absorption. Pour $CuCl^2$ on doit supposer qu'il se dissocie d'abord en Cl et CuCl et que CuCl se dissocie ensuite en Cu et Cl. L'acétate de cuivre absorbe beaucoup plus fortement que les autres sels ; cela peut être attribué à une dissociation imparfaite ou à une hydrolyse.

Les observations sur le dinitrophénol et ses sels, ainsi que sur les sels de fer (hydroxyde de fer colloïde avec ou sans HCl, solutions acides de sels ferriques) confirment les résultats déjà indiqués dans le mémoire cité plus haut.

Le mémoire est accompagné de nombreux tableaux numériques.

E.-H. GRIFFITHS. — Chaleur latente de vaporisation de l'eau; p. 212.

L'auteur se borne, dans le mémoire actuel, à décrire succinctement les méthodes employées et à énoncer les résultats trouvés. Il compare ensuite ses résultats avec ceux d'autres expérimentateurs, notamment Dieterici (2) et Regnault (3).

Le calorimètre était suspendu par une tige de verre dans une

(1) *Phil. Mag.* (1892).
(2) *Wied. Ann.*, t. 37, p. 494 (1889).
(3) *Mém. de l'Académie*, t. 21 (1847).

enceinte dont les parois étaient maintenues à une température constante $\theta_0$. Dans le calorimètre était placée une bouteille d'argent contenant l'eau à évaporer ; la partie comprise entre cette bouteille et le calorimètre était remplie d'une huile particulièrement limpide et constamment agitée par des palettes. Dans cette huile plongeait une spirale d'un alliage de platine et d'argent dont les extrémités étaient maintenues à une différence de potentiel constante pendant toute la durée d'une expérience. Le gain de chaleur était contrebalancé par la perte due à l'évaporation de l'eau dans la bouteille, et, pendant une expérience, la température $\theta_1$ du calorimètre était maintenue pratiquement constante et égale à $\theta_0$.

Les petites différences entre $\theta_0$ et $\theta_1$ pouvaient être mesurées exactement avec le thermomètre différentiel de platine à 0°,0004 C. et même à 0°,0001 C. près.

La chaleur latente de vaporisation de l'eau fut trouvée égale à 572,60, à 40°,15 C. et à 578,70, à 30°,00 C.

En comparant les résultats obtenus par Dieterici à 0°, par Regnault entre 63° et 100° et par lui-même aux températures intermédiaires, l'auteur arrive à cette conclusion que la chaleur de vaporisation de l'eau peut être représentée avec la plus grande exactitude par la formule :

$$L = 596,63 - 0,60100.$$

W.-M. MORDEY. — Sur les changements lents dans la perméabilité magnétique du fer ; p. 224.

La réduction de la perméabilité magnétique du fer soumis très longtemps à des courants alternatifs de courte période est appelée, par Ewing et d'autres observateurs, une « fatigue magnétique progressive ». — L'auteur montre, par des recherches nombreuses et rendues concluantes par des tables et des courbes, qu'une telle « fatigue » n'existe pas et que la cause principale de la diminution de perméabilité est l'échauffement qui persiste pendant la période d'activité.

Les conclusions des observations de M. Mordey sont les suivantes :

1° L'effet produit n'est pas une fatigue du fer causée directement par des renversements magnétiques répétés ; — ce n'est pas une « fatigue magnétique progressive ».

2° Les actions magnétiques ni les actions électriques ne sont nécessaires à sa production ;

3° Il y a un changement physique résultant de l'échauffement longtemps maintenu à une température très modérée;

4° Ce changement paraît être plus grand, si l'on comprime pendant l'échauffement ;

5° Il ne se produit pas lorsqu'on empêche la température du fer de s'élever à plus de quelques degrés au-dessus de la température ambiante ;

6° Ce changement est semblable à l'effet produit par le martelage, le chauffage au rouge et le refroidissement brusque ;

7° Le fer revient à son état primitif lorsqu'on le recuit ;

8° Le fer ne revient pas à son état primitif, si on le laisse en repos à la température ambiante, que la période de repos soit de courte durée ou de longue durée.

S.-H. BURBURY. — Application de la théorie cinétique aux gaz denses ; p. 302.

En partant de l'équation du viriel, l'auteur rappelle que, moyennant la considération du volume moléculaire, on obtient pour la pression la formule :

$$p = \frac{2}{3}(1 + K)\, \rho T_r,$$

dans laquelle K représente quatre fois le volume moléculaire, $\rho$ le nombre de molécules dans l'unité de volume, et $T_r$ l'énergie cinétique du mouvement relatif.

Il en résulte que l'on doit poser, pour la loi de distribution de l'énergie, non pas $\varepsilon^{-hT}$, mais $\varepsilon^{-h(T+kT_r)}$.

L'auteur applique ces considérations à différents cas, notamment à la diminution de la pression atmosphérique avec la hauteur.

J.-W. CAPSTICK. — Sur le rapport des chaleurs spécifiques de quelques gaz composés ; p. 322.

L'auteur a déterminé le rapport des chaleurs spécifiques au moyen des lignes nodales de Kundt et par la formule :

$$\gamma = 1,408 \times \rho \times \left(\frac{l}{l'}\right) \left\{ 1 + \frac{1}{p} \frac{d}{dv}(pv) \right\}.$$

Le dernier facteur est ajouté à la formule ordinaire, pour tenir compte de ce fait que le gaz n'obéit pas exactement à la loi de Mariotte.

Les résultats sont consignés dans le tableau suivant :

| Noms | Formules | $\gamma$ |
|---|---|---|
| Chlorure de méthylène..... | $CH^2Cl^2$ | 1,219 |
| Chloroforme................ | $CHCl^3$ | 1,154 |
| Tétrachlorure de carbone... | $CCl^4$ | 1,130 |
| Chlorure d'éthylène........ | $C^2H^4Cl^2$ | 1,137 |
| Chlorure d'éthylidène....... | $C^2H^4Cl^2$ | 1,134 |
| Ethylène................... | $C^2H^4$ | 1,264 |
| Bromure de vinyle.......... | $C^2H^3Br$ | 1,198 |
| Chlorure d'allyle........... | $C^3H^5Cl$ | 1,137 |
| Bromure d'allyle ........... | $C^3H^5Br$ | 1,145 |
| Formiate d'éthyle........... | $HCOO(C^2H^5)$ | 1,124 |
| Acétate de méthyle ......... | $CH^3COO(CH^3)$ | 1,137 |
| Hydrogène sulfuré.......... | $H^2S$ | 1,340 |
| Anhydride carbonique...... | $CO^2$ | 1,308 |
| Sulfure de carbone......... | $CS^2$ | 1,239 |
| Tétrachlorure de silicium... | $SiCl^4$ | 1,129 |

De ces résultats et des résultats publiés antérieurement (1), on peut tirer les conclusions suivantes :

1° Les dérivés halogènes correspondant au même hydrocarbure ont le même $\gamma$ ;

2° Les corps isomères ont vraisemblablement le même $\gamma$ ;

3° Si l'on introduit plusieurs atomes de chlore dans un hydrocarbure, le deuxième atome produit toujours une diminution de $\gamma$ ;

4° $SiCl^4$ et $CCl^4$ ont le même $\gamma$, de même $H^2S$ et $H^2O$ ; mais $CO^2$ et $CS^2$ diffèrent notablement l'un de l'autre.

L'auteur établit, en outre, la formule :

$$\beta + 1 = \frac{\frac{2}{3} + \frac{1}{p}\frac{d}{dv}(pv)}{\gamma - 1},$$

pour calculer le rapport $\beta$ des deux coefficients d'accroissement avec la température de l'énergie intérieure de la molécule et de l'énergie de translation.

Le rapport $\frac{\beta + 1}{n}$ est constant pour les paraffines et leurs dérivés

(1) *Phil. Trans.*, t. 185, p. 1.

halogènes monosubstitués, ce qui prouve que, pour ces corps, le rapport de l'accroissement de l'énergie totale à l'accroissement de l'énergie cinétique de translation de la molécule est proportionnel au nombre d'atomes de la molécule.

A.-E. TUTTON. — Instrument pour tailler et polir des lames ou des prismes de minéraux ou autres cristaux dans une direction voulue; p. 324.

L'auteur a décrit, dans un mémoire antérieur (1), un instrument permettant d'ajuster des lames ou des prismes de cristaux artificiels. Il a modifié cet instrument et l'a rendu apte aux mêmes usages dans le cas des cristaux relativement plus durs de minéraux naturels.

LORD KELVIN, M. MACLEAN et A. GALT. — Électrisation de l'air et d'autres gaz par leur passage à travers l'eau et d'autres liquides; p. 335.

Cette communication renferme la description des nombreuses recherches que les auteurs ont effectuées sur l'électrisation de l'air et des autres gaz.

Un vase métallique protecteur M est mis en communication au moyen d'un fil métallique avec l'une des paires de quadrants d'un électromètre. Dans le fond du vase M est placé un bloc de paraffine sur lequel repose un vase métallique A rempli d'eau. L'air est soufflé à travers l'eau par un tube isolé.

Le vase A se charge d'électricité positive. Si le vase renferme 200 centimètres cubes d'eau d'approvisionnement de la ville et si l'air passe pendant 10 minutes, le potentiel positif va jusqu'à 4 volts.

Si l'eau renferme une goutte d'une solution saturée de sulfate de zinc, l'électrisation positive est la moitié de celle que l'on obtient avec de l'eau pure; si l'eau renferme cinq gouttes de la solution, l'électrisation est presque nulle. Avec de plus fortes proportions de sulfate de zinc, jusqu'à saturation, l'électrisation devient légèrement négative.

Avec l'ammoniaque on observe les mêmes faits, mais l'électrisation reste toujours positive.

Les auteurs ont également étudié l'action des acides sulfurique et chlorhydrique, du chlorure de calcium, du benzène et du phénol. En

(1) *Proceed. of the roy. Society*, t. 55, p. 108, voir p. 281 de ce volume.

faisant barboter de l'air pendant 10 minutes à travers 200 centimètres cubes d'eau contenant les proportions suivantes d'une solution saturée de chlorure de sodium, on obtient les résultats suivants :

| | | | |
|---|---|---|---|
| 0,004 0/0 | de solution saturée de NaCl | dans l'eau | 2,4 volts positifs |
| 0,02 | » | » | 1,2 » |
| 0,1 | » | » | 0,6 » |
| 0,5 | » | » | 0,4 » |
| 2,0 | » | » | 0,15 » |
| 4,0 | » | » | 0,0 » |

En faisant barboter de l'anhydride carbonique pur à travers de l'eau pure, on obtient une électrisation positive de 8,75 volts en 10 minutes. — Dans le même temps. l'oxygène donne une électrisation positive de 0,5 volt. — L'hydrogène produit des effets différents suivant la manière dont il est préparé et recueilli.

L'interprétation de ces expériences est difficile et devra, sans doute, être cherchée dans les propriétés de la matière.

### H.-F. NEWALL. — Sur le spectre de l'argon; p. 346.

L'auteur avait observé, bien avant la découverte de l'argon, que l'air introduit dans des tubes de Geissler en présence d'hydrogène ou d'humidité et d'une trace d'acide présentait, lorsqu'on y faisait passer des étincelles pendant longtemps, un spectre particulier. Il en avait photographié les raies et déterminé les longueurs d'onde. Il résulte de la comparaison de ces longueurs d'onde avec les nombres obtenus par Crookes, que l'auteur se trouvait en présence de l'argon.

### TH. WRIGTSON. — Fer et acier à la température de soudure; p. 351.

Le fer, de même que l'eau, se dilate en passant à l'état solide.

En outre, la température de soudure du fer, de même que le point de fusion de la glace, s'abaisse lorsque la pression augmente. L'auteur en conclut que la soudure du fer est un phénomène analogue au regel de la glace.

**FR. CLOWES. — Composition des atmosphères extinctives produites par les flammes ; p. 353.**

Continuant ses recherches antérieures ([1]), l'auteur est arrivé aux conclusions suivantes :

1° Les flammes provenant des combustibles gazeux ou liquides soumis à l'expérience produisent, dans une atmosphère limitée, une diminution de la dose d'oxygène, de manière à la ramener à la proportion contenue dans les atmosphères extinctives artificielles ;

2° Les flammes des chandelles ou des lampes, qui s'éteignent dans une atmosphère limitée, produisent une atmosphère de composition à peu près identique à celle des gaz expirés par les poumons ;

3° Les atmosphères extinctives obtenues après combustion d'une lampe ou d'une bougie et l'air expiré par les poumons après une inspiration d'air pur sont respirables sans danger ;

4° L'extinction de la flamme d'une lampe ou d'une bougie n'indique pas nécessairement l'impossibilité de la vie dans une atmosphère.

**W. KELLNER et W.-H. DEERING. — Sur la mesure des pressions avec le manomètre à écrasement ; p. 404.**

Les auteurs se sont proposé d'essayer la valeur de leur manomètre à écrasement. Ils enflammaient de la poudre dans une chaudière d'acier et observaient en même temps la charge qu'il fallait placer sur une soupape pour que la pression produite par l'explosion pût l'ouvrir. Par plusieurs déterminations avec la même quantité de poudre, ils obtinrent deux charges différentes l'une de l'autre et telles que la plus grande maintenait la soupape fermée pendant l'explosion, tandis que la plus faible cédait à la pression. La moyenne de ces deux charges était prise pour valeur de la pression.

Les pressions déterminées avec le manomètre à écrasement étaient toujours de 6 à 16 0/0 plus faibles que les pressions mesurées directement.

---

([1]) *Proceed. of the roy. Soc.*, t. 56, p. 2.

**LORD KELVIN, M. MACLEAN et A. GALT. — Sur la désélectrisation de l'air; p. 436.**

L'air était insufflé par le fond d'une boîte métallique fermée reliée au pôle négatif d'une machine électrique et sortait, à la partie supérieure, par un tube dans lequel se trouvaient un certain nombre de toiles métalliques. Au milieu de la boîte était placée une aiguille isolée communiquant avec le pôle positif de la machine.

En employant 12, 24, 48, 72 ou 76 toiles métalliques, la désélectrisation variait peu. Mais, si l'on plaçait du coton entre trois groupes de 24 toiles métalliques, la charge électrique était réduite environ 12 fois plus que par l'emploi de 12 toiles métalliques.

**G.-W. MAC DONALD et A.-M. KELLAS. — Les substances végétales ou animales contiennent-elles de l'argon? p. 490.**

Pour rechercher si les substances végétales ou animales contiennent de l'argon, les auteurs ont calciné des pois et des souris et analisé les gaz dégagés ($CO^2$, CO, Az, Argon ?) par le procédé de Rayleigh et Ramsay. Ils n'ont trouvé aucune trace d'argon.

R. Paillot.

Tome LVIII, 1895.

**W.-E. WILSON et P.-L. GRAY. — Sur la température des charbons de l'arc électrique; note sur la température du soleil; p. 24.**

Dans un mémoire antérieur (1) les auteurs ont établi que la radiation $q$ du platine jusqu'à 1600° environ obéit à la loi simple

$$q = a\,(T^4 - T_0^4), \qquad (1)$$

dans laquelle T est la température absolue du platine, $T_0$ la température absolue du milieu ambiant.

Les auteurs ont employé, dans leurs expériences actuelles, un radiomicromètre décrit dans leur mémoire antérieur (1). Ils ont d'abord cherché le rayonnement d'une bande de platine chauffée à blanc par un courant électrique et le rayonnement d'une bande de platine

(1) *Phil. Trans.*, A, t. 185, p. 361 (1894).

noircie par une couche d'oxyde de cuivre. La formule (1) doit être remplacée par la formule plus exacte:

$$q = b\,(T^3 - T_0^3) + a\,(T^4 - T_0^4)$$

qui avec un choix convenable des constantes $a$ et $b$ peut représenter la radiation du platine brillant ou noirci. Ils ont déterminé ces valeurs et en ont déduit le rapport des pouvoirs émissifs des deux bandes à différentes températures.

En assimilant la radiation des charbons à celle du platine noirci, les auteurs trouvent, par extrapolation de leur formule, que la température de la partie la plus chaude du charbon positif de l'arc atteint 3300° C. Le rayonnement de la partie la plus chaude du charbon positif est environ trois fois plus grand que le rayonnement de la partie la plus chaude du charbon négatif; si la température de la première est 3300° C., celle de la seconde est environ 2350° C.

En assimilant le soleil à un corps noir, au point de vue de son pouvoir émissif, les auteurs trouvent que la température du soleil doit être d'environ 8000° C.

N. LOCKYER. — Sur un nouveau gaz extrait de l'uraninite, cinq notes successives; p. 67, 113, 116, 192 et 193.

L'auteur a examiné au spectroscope les gaz obtenus en chauffant l'uraninite (ou clévéite), la broggérite et divers autres minéraux; il cite une série d'exemples d'où il résulte que, pour certains gaz ainsi obtenus, on aperçoit des raies qui n'apparaissent pas dans les autres. Les éléments découverts par lord Rayleigh et Ramsay sont certainement des mélanges dont la séparation sera très difficile.

M. Lockyer a, en outre, comparé les longueurs d'onde des raies du nouveau gaz avec les longueurs d'onde des raies observées dans la chromosphère, la nébuleuse d'Orion, etc. Un grand nombre de ces longueurs d'onde sont identiques, ce qui jette un jour tout nouveau sur les nombreuses raies du soleil et des étoiles fixes, dont l'origine était, jusqu'à présent, fort obscure. Ce nouveau gaz présente un intérêt tout particulier pour la physique céleste; il établit une liaison entre les éléments de notre planète et ceux des autres corps célestes.

Lorsque l'intensité du courant augmente, certaines raies produites par le gaz extrait de l'uraninite sont plus faibles, d'autres plus

intenses; il en résulte, d'après l'opinion de l'auteur, que l'on a affaire à un gaz composé. Comme on n'observe pas toutes les raies décrites par Thalèn, il est probable que la broggérite n'a pas été suffisamment chauffée pour laisser dégager les gaz qui produisent les raies manquantes.

Si l'on fait passer la décharge, pendant un temps très long, à travers un tube rempli d'*hélium*, la luminescence jaune disparaît; il y a production de combinaisons de platine qui sont décomposées lorsqu'on chauffe ensuite le tube.

J. HOPKINSON et E. WILSON. — Dynamos à courants alternatifs; p. 89.

Les auteurs résument leurs recherches sur les courants produits dans les bobines et les noyaux des aimants des machines à courants alternatifs pour des courants différents et pour des positions différentes de l'armature. Ils donnent une méthode pour déterminer le rendement des machines à courants alternatifs. Dans certains cas, le rapport de la phase du courant à la phase de la force électromotrice peut être tel que l'action des courants locaux dans les noyaux de fer augmente la force électromotrice de la machine, au lieu de la diminuer.

J.-A. EWING. — Mesure des petites déformations dans l'épreuve des matériaux et des constructions; p. 123.

L'auteur décrit un « extensomètre » construit par lui. L'appareil se compose d'un châssis avec des parties mobiles, relié par deux pinces au barreau ou à la partie de construction à essayer. On mesure au microscope, avec une approximation de 0,00002 pouce, l'augmentation de distance de la partie du barreau qui se trouve entre les deux pinces. Cette partie a une longueur de 8 ou 9 pouces. Le microscope est invariablement lié à l'une des pinces et vise un trait placé sur une branche du châssis fixée à l'autre pince.

Contrairement aux autres extensomètres, celui qui est décrit par l'auteur donne l'allongement de l'axe du barreau, et non l'allongement, légèrement différent, d'une ligne parallèle prise sur la surface.

L'auteur donne les résultats de nombreuses mesures effectuées sur des barreaux d'acier, de fer et de laiton.

G.-M. MINCHIN. — Mesure électrique de la lumière émise par les étoiles; p. 142.

La méthode employée pour déterminer l'intensité de la lumière que les étoiles et les planètes envoient à la terre consiste à mesurer la force électromotrice produite par la lumière dans certaines piles photo-électriques. Le carré de cette force électromotrice est proportionnel à l'énergie de la lumière incidente. Dans les piles photo-électriques, la lumière est recueillie sur une surface recouverte d'une mince couche de sélénium précipitée sur une lame d'aluminium pur. La couche sensible est plongée dans un vase rempli d'ænanthol.

Au fond d'un tube de verre de 1 millimètre de diamètre intérieur se trouve un fil court d'aluminium à une extrémité duquel on attache un fil de platine dont le bout sort du tube de verre. On chauffe au bec Bunsen pour fondre le verre autour de l'aluminium, afin que le contact soit parfait et le fond du tube étanche. L'auteur décrit en détail la manière dont on recouvre la lame d'aluminium d'une couche de sélénium. La pile à œnanthol se compose d'un vase de verre de 3 centimètres de longueur et de 1 centimètre de diamètre, avec deux petites glaces de verre fixées aux côtés opposés. L'une d'elles est munie d'une fenêtre de quartz cimentée avec de l'acide acétique et de la gélatine ; l'autre est fermée par un bouchon que traverse le petit tube de verre contenant le fil d'aluminium sensibilisé. La pile est fermée à un bout par un bouchon de verre ; à l'autre on a scellé un fil de platine formant l'un des pôles de la pile. Le fil de platine attaché au fil d'aluminium constitue l'autre pôle.

La lumière des étoiles tombe sur la fenêtre de quartz et au centre de sa surface sensible qui est placée au foyer d'un télescope ou, mieux, un peu en arrière du foyer, de façon que la lumière couvre entièrement la surface du sélénium. Le siège de la force électromotrice étant la surface de contact du liquide et du sélénium, le sélénium se charge positivement, et le liquide négativement. Un électromètre à quadrants sert à faire les mesures.

La force électromotrice produite par la lumière émanant de Régulus atteint environ $0^{volt},01$ ; celle qui est produite par Arcturus atteint $0^{volt},02$.

L'auteur cite un certain nombre d'observations faites avec d'autres étoiles. Les résultats concordent bien avec ceux qui sont déduits de la considération de l'ordre de grandeur des étoiles.

LORD KELVIN et J.-R.-E. MURRAY. — Sur la conductibilité calorifique des roches; p. 162.

La face inférieure d'un parallélipipède de la roche à étudier (ardoise, granit, grès, etc.) plonge dans un bain de zinc fondu. Sur la face supérieure se trouve une couche de mercure maintenu à une température plus basse par de l'eau froide. Trois trous sont percés dans le parallélipipède parallèlement à la face supérieure, et, au milieu de chacun des trous se trouve l'une des soudures d'un couple thermo-électrique. La deuxième soudure, commune aux trois couples, plonge dans un bain d'huile à température constante.

Il résulte des mesures que pour l'ardoise la conductibilité moyenne entre 123° et 202° vaut 91 0/0 de la conductibilité moyenne entre 50° et 123° C., lorsque le flux de chaleur a lieu parallèlement aux faces de clivage. Pour le granit, la conductibilité moyenne entre 145° et 214° vaut 88 0/0 de la conductibilité moyenne entre 81° et 145°.

W.-E. WILSON. — Sur l'action de la pression du gaz environnant sur la température du cratère d'une lampe à arc; p. 174.

La lampe à arc est placée à l'intérieur d'une caisse en fonte à parois très résistantes. Deux tubes en acier diamétralement opposés contiennent les électrodes de charbon, dont l'une est poussée en avant sous l'action d'un ressort qui ramène sa pointe en un point fixe, tandis que l'autre peut être avancée à la main à l'aide d'une petite poulie à frottement, dont l'axe passe par un presse-étoupe et se termine à l'extérieur par une manivelle. On assure ainsi la fixité du point lumineux de l'arc hermétiquement enfermé. Un troisième tube d'acier, vissé dans la boîte obliquement par rapport au cratère de l'arc, est fermé par une lentille de verre formant une image du cratère à 80 centimètres de distance environ. La fente d'un radio-micromètre de Boys reçoit cette image.

L'instrument donne des déviations proportionnelles à l'intensité de la radiation du cratère.

L'intensité du courant variait de 10 à 40 ampères.

La boîte métallique est remplie d'azote.

Sous la pression modérée de 5 atmosphères, la température du cratère commence déjà à diminuer. A 20 atmosphères on diminue l'éclat du cratère jusqu'au rouge sombre.

Lorsqu'au contraire la pression diminue au-dessous de 1 atmosphère, l'intensité lumineuse augmente.

**G.-J. STONEY. — Sur le mouvement des molécules et sur les mouvements intra-moléculaires. Signification du rapport des deux chaleurs spécifiques dans les gaz ; p. 177.**

Si un corps noir non phosphorescent est supposé placé dans une chambre dont toutes les parois, sauf une, sont imperméables à toutes les radiations, tandis que cette paroi, imperméable à la chaleur obscure, se laisse traverser par les radiations visibles émises par un corps phosphorescent précédemment illuminé et dont la température est la même, on pourra, à l'aide du corps phosphorescent, élever la température du corps noir, ce qui est contraire au principe de Clausius. Pour expliquer cette exception, l'auteur distingue deux sortes de mouvements moléculaires :

1° Mouvements des centres des masses moléculaires les uns par rapport aux autres ; ces mouvements jouent un rôle important dans les gaz ;

2° Mouvements intra-moléculaires, se divisant eux-mêmes en : *a*) mouvements qui sont produits ou modifiés par d'autres molécules voisines ; *b*) mouvements intra-moléculaires propres à la molécule et qui sont la cause de la phosphorescence.

Si l'on détermine le rapport des chaleurs spécifiques par une méthode qui ne dépend que des mouvements de la première classe, comme la méthode de Kundt, cette méthode ne peut rien indiquer relativement aux mouvements de la deuxième classe. Il se peut donc qu'un corps gazeux, comme l'argon ou l'hélium, fournisse, pour le rapport des deux chaleurs spécifiques, mesuré par la méthode Kundt, un nombre élevé, et cependant que ce gaz soit susceptible de phosphorescence éclatante, dans un tube de Geissler par exemple.

**W.-C. DAMPIER-WHETHAM. — Sur la vitesse des ions ; p. 182.**

L'auteur a continué ses recherches antérieures sur la détermination expérimentale de la vitesse des ions par l'observation des phénomènes qui se présentent lorsqu'un courant traverse la surface de séparation de deux solutions salines, dont l'une au moins est colorée.

Dans le but d'étendre la méthode, il a employé des solutions so-

lides dans l'agar-agar, traçant le mouvement des ions par la formation d'un précipité.

Le tableau suivant donne le résultat des mesures. Les vitesses observées sont généralement voisines des vitesses calculées d'après Kohlrausch.

| Noms des ions | Vitesse spécifique des ions en centimètres par seconde | |
|---|---|---|
| | Calculée d'après la théorie de Kohlrausch | Observée directement |
| Hydrogène (dans les chlorures). | 0,0028 | 0,0026 |
| » (dans les acétates).. | 0,000048 | 0,000065 |
| Cuivre ...................... | — | 0,00031 |
| Groupement $Cr_2^2O^7$............ | 0,00047 | 0,00047 |
| Baryum...................... | 0,00037 | 0,00039 |
| Calcium...................... | 0,00029 | 0,00035 |
| Argent....................... | 0,00046 | 0,00049 |
| Groupement $SO^4$.............. | 0,00049 | 0,00045 |
| Cobalt dans $COCl^2$ alcoolique... | — | 0,000022 |
| » dans $(AzO^3)^2CO$ alcoolique | — | 0,000044 |
| Chlore dans $COCl^2$ alcoolique .. | — | 0,000026 |
| Groupement $AzO^3$ dans $(AzO^3)^2CO$ | — | 0,000035 |

S.-P. THOMPSON. — Sur la cause des différences observées dans les figures de Lichtenberg; p. 214.

Les figures obtenues en projetant sur une surface électrisée un mélange de lycopode et de minium présentent une différence de forme remarquable et, jusqu'à présent, inexpliquée. Ces différences ne sont pas dues aux poudres employées ni à la nature de la surface diélectrique choisie pour l'expérience. Elles varient légèrement avec la nature du gaz et sont considérablement modifiées par la raréfaction de l'air.

L'auteur a trouvé que les formes dentelées des figures positives étaient corrélatives de la forme en aigrette de la décharge, tandis que les contours arrondis des figures négatives étaient dues à la décharge silencieuse. Lorsque des surfaces métalliques polies sont employées dans l'air pour produire des décharges, l'électricité négative se décharge plus facilement en produisant le vent électrique, l'électricité positive moins facilement en produisant la décharge disruptive en forme d'aigrette. Mais, si l'on emploie une surface polie recouverte de peroxyde de plomb, l'électricité positive se décharge en produisant le vent électrique et des figures blanches

positives à contours arrondis, tandis que l'électricité négative produit, dans certaines conditions, une décharge en aigrette donnant naissance aux formes dentelées.

L'auteur regarde ces différences comme analogues aux différences observées dans les expériences d'Olivier Lodge sur la perte photo-électrique de charge primitivement observée par Hertz.

J. CONROY. — Sur l'indice de réfraction de l'eau à des températures comprises entre 0° et 10°; p. 228.

Le tableau suivant résume les résultats les plus importants :

| *t* | Conroy | Walter (1) | *t* | Gladstone et Dale (2) | *t* | Rühlmann (3) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0° | 1,33397 | 1,33401 | 0°,0 | 1,33374 | 0°,0 | 1,33375 |
| 1 | 1,33397 | 1,33400 | 4 ,0 | 1,33367 | | 1,33380 |
| 2 | 1,33396 | 1,33398 | 6 ,5 | 1,33356 | 1 ,5 | 1,33375 |
| 3 | 1,33394 | 1,33396 | 9 ,0 | 1,33342 | 4 ,0 | 1,33372 |
| 4 | 1,33392 | 1,33393 | | | 5 ,0 | 1,33371 |
| 5 | 1,33389 | 1,33390 | | | 5 ,8 | 1,33368 |
| 6 | 1,33385 | 1,33387 | | | 9 ,9 | 1,33355 |
| 7 | 1,33382 | 1,33383 | | | 10 ,0 | 1,33353 |
| 8 | 1,33378 | 1,33379 | | | | |
| 9 | 1,33375 | 1,33374 | | | | |

L'indice de réfraction de l'eau croît d'une façon continue, comme Jamin (4) l'a trouvé le premier, jusqu'au point de solidification; cependant, comme l'ont signalé MM. Gladstone et Dale, la dérivée de l'indice paraît éprouver un changement dans le voisinage de 4°.

J. — W. RODGER et W. WATSON. — Sur la rotation magnétique du plan de polarisation de la lumière dans les liquides, — 1re partie. Sulfure de carbone et eau; p. 234.

La rotation fut mesurée pour $CS^2$ et $H^2O$ avec la lumière du sodium, parfaitement monochromatique, dans un champ magnétique constant (obtenu par deux bobines séparées dont les dimensions furent exactement mesurées pendant l'enroulement) et à différentes températures (comprises entre 0° et le point d'ébullition des liquides). L'intensité

(1) *Wied. Annal.*, t. 46, p. 422 (1892).
(2) *Philos. Trans.*, 1858, p. 887.
(3) *Pogg. Annal.*, t. 132, p. 1 et 176 (1867).
(4) *Comptes Rendus*, t. 43, p. 1191 (1856).

du courant fut déterminée par une balance de lord Kelvin et un voltamètre à argent.

Pour $CS^2$ très pur, provenant de différentes sources, on trouva des valeurs identiques. La constante de Verdet $\gamma$ dépend de la température d'après l'équation :

$$\gamma_t = 0,04347 - 0,0000737t.$$

Pour l'eau, les résultats sont moins précis. On a :

$$\gamma_t = 0,01311 - 0,0000004t - 0,00000004t^2.$$

Le quotient $\frac{\gamma}{\rho}$ ($\rho$ désignant la densité) est constant jusqu'à 20° et égal à 0,01312; il croît ensuite lentement avec une vitesse constante. Il est égal à 0,01322 à 100°.

Pour $CS^2$ on a les valeurs suivantes de $\frac{\gamma}{\rho}$.

| | |
|---|---|
| A 0° | 0,03362 |
| A 10° | 0,03344 |
| A 20° | 0,03325 |
| A 30° | 0,03307 |
| A 40° | 0,03288 |

L'expression $\frac{M'\gamma'}{\rho'} : \frac{M\gamma}{\rho}$ (rotation moléculaire pour $CS^2$ divisée par la rotation moléculaire pour $H^2O$) change avec la température.

En raison de la petitesse de la rotation et de l'influence irrégulière de la température, on ne devra pas employer l'eau comme liquide de comparaison normal dans la détermination des rotations.

L. MOND, W. RAMSAY et J. SHIELDS. — Sur l'occlusion de l'oxygène et de l'hydrogène par le noir de platine; p. 242.

Voici les résultats auxquels les auteurs sont arrivés :

1° Le noir de platine, séché à 100°, retient en général 0,5 0/0 d'eau; celle-ci n'est chassée qu'en chauffant à 400° dans le vide. La densité du noir de platine séché à 100° est de 19,4 et, en tenant compte de l'eau qu'il retient à cette température, de 21,5;

2° Le noir de platine contient environ 100 fois son volume d'oxygène; celui-ci ne commence à se dégager en grande quantité

qu'en chauffant dans le vide à 300°. L'oxygène est en partie chassé à 400°, mais ce n'est qu'au rouge qu'il est complètement expulsé ;

3° En déterminant la quantité d'hydrogène occlus par le noir de platine, il faut soigneusement distinguer entre l'hydrogène qui formera de l'eau par sa combinaison avec l'oxygène toujours occlus dans le platine et l'hydrogène réellement absorbé par le platine. Le platine absorbe environ 310 fois son volume d'hydrogène, mais 200 sont employées à former de l'eau, et il n'y en a que 110 réellement occlus. Une partie se dégage déjà à la température ordinaire dans le vide ; la plus grande quantité s'échappe entre 250 et 300°, mais la chaleur rouge est nécessaire pour une expulsion complète. La quantité d'hydrogène absorbé est fortement influencée par les plus légères impuretés ;

4° Les auteurs ne croient pas qu'il y ait de raisons suffisantes pour admettre l'existence de composés chimiques $Pt^{30}H^3$ et $Pt^{30}H^2$ indiqués par Berliner et Berthelot. De plus, l'opinion des auteurs est que les chaleurs de combinaison de l'hydrogène et du platine, déterminées par Berthelot et Favre, n'ont aucune valeur, et que la chaleur que ces savants ont mesurée est due pour la plus grande partie, si ce n'est entièrement, à la formation d'eau par combinaison de l'hydrogène avec l'oxygène occlus dans le platine.

J.-J. THOMSON. — Sur l'électrolyse des gaz ; p. 244.

La méthode consiste à faire éclater l'étincelle à travers un tube capillaire le plus étroit possible, rempli du gaz à étudier, et disposé de façon à ce qu'on puisse comparer aisément les spectres de l'anode et de la cathode.

Pour une étincelle de longueur constante on trouve, comme pour la vapeur d'eau, qu'entre certaines limites de pression l'un des ions apparaît sur l'une des électrodes et que ce même ion apparaît sur l'autre électrode lorsqu'on modifie la pression. Cependant pour certaines pressions la séparation des ions est très irrégulière.

L'auteur introduisait un peu de chlore ou de brome dans un tube rempli d'hydrogène. Après avoir fait passer l'étincelle quelque temps, le spectre du chlore ou du brome apparaissait à l'anode ; en renversant le sens du courant, le spectre du chlore augmente d'abord à l'ancienne anode, ce que l'auteur attribue à une polarisation, mais il s'affaiblit bientôt pour apparaître, au bout d'un certain temps, à

l'autre électrode. Le chlore peut ainsi passer, un nombre considérable de fois, d'un côté à l'autre.

Si l'on introduit en même temps, dans le tube, du chlore et du brome, le brome n'apparaît qu'à la cathode. Le sodium et l'hydrogène, introduits dans un tube plein d'air, vont de même à la cathode.

Pour étudier la décharge à travers les gaz composés, l'auteur employait un tube de Geissler avec deux électrodes et, au milieu, une lame métallique. Cette dernière agissait, par une de ses faces, comme une électrode positive et, par l'autre, comme une électrode négative. Les spectres produits sur les deux faces pouvaient être comparés par un simple mouvement de rotation qui amenait alternativement chacune des faces devant la fente du spectroscope.

L'auteur a étudié successivement l'acide chlorhydrique, le gaz ammoniac, le chloroforme, le tétrachlorure de carbone, le protochlorure de soufre et le tétrachlorure de silicium.

Avec le chloroforme, le spectre du chlore apparaît à la cathode, ainsi que le spectre de l'hydrogène. Avec le tétrachlorure de carbone on apercevait le spectre du chlore. Il semble que les atomes de chlore dans les dérivés chlorés du méthane soient chargés d'électricité de même signe que les atomes d'hydrogène qu'ils déplacent.

Si l'on peut déterminer les signes des charges électriques que possèdent les atomes dans la molécule, on pourra certifier qu'une réaction chimique donnée implique ou non un échange entre les charges électriques des atomes qui prennent part à la réaction comme le montrent les exemples suivants :

$$\overset{+}{H}\overset{-}{H} + \overset{+}{Cl}\overset{-}{Cl} = 2\overset{+}{H}\overset{-}{Cl},$$
$$\overset{-}{C}\overset{+}{H}{}^4 + \overset{+}{Cl}\overset{-}{Cl} = \overset{-}{C}\overset{+}{H}{}^3\overset{+}{Cl} + \overset{+}{H}\overset{-}{Cl}.$$

Avec les composés organiques, le spectre de la face positive de la lame métallique est un spectre ordinaire de flamme (*candle spectrum*), le spectre de la face négative est le spectre dit de l'oxyde de carbone. D'après l'auteur, le spectre ordinaire de la flamme est le spectre du carbone ou d'une de ses combinaisons lorsque l'atome de carbone est chargé d'électricité négative, tandis que le spectre dit de l'oxyde de carbone est le spectre du carbone ou d'une de ses combinaisons, lorsque l'atome de carbone est chargé d'électricité positive.

René Paillot.

---

## REVUE DES TRAVAUX FRANÇAIS, 1895.

MOUREAUX. — Sur la valeur des éléments magnétiques au 1er janvier 1895; *C. R.*, t. CXX, p. 42.

Au Parc Saint-Maur (0° 9′ 23″ long. est — 48° 48′ 34″ lat. nord) :

| Éléments. | Valeurs absolues au 1er janvier 1895. | Variation séculaire en 1894. |
|---|---|---|
| Déclinaison | 15°12 7 | — 5′3 |
| Inclinaison | 65 4 9 | — 1 2 |
| Composante horizontale | 0,19541 | + 0,0017 |
| Composante verticale | 0,42277 | — 0,0003 |
| Force totale | 0,46617 | + 0,0005 |

A Perpignan (0° 32′ 45″ long. est — 42° 43′ 8 lat. nord) observations relevées par le Dr Fines :

| Éléments. | Valeurs absolues au 1er janvier 1895. | Variation séculaire en 1895. |
|---|---|---|
| Déclinaison | 14° 3′ 4 | — 5′0 |
| Inclinaison | 60 9 9 | — 0 8 |
| Composante horizontale | 0,22345 | + 0,00025 |
| Composante verticale | 0,38961 | + 0,00025 |
| Force totale | 0,44914 | + 0,00031 |

DE BERNARDIÈRES. — Sur la construction de nouvelles cartes magnétiques du globe, entreprises sous la direction du Bureau des Longitudes; *C. R.*, t. CXXI, p. 679.

A la demande du Bureau des Longitudes, sept missions, composées chacune d'un officier de marine et d'un aide, ont été envoyées sur divers points du globe. Ces missions sont munies d'instruments perfectionnés pour la mesure de la valeur absolue des éléments magnétiques et de leur variation. Ces instruments ont été réglés et comparés à ceux des observatoires de Montsouris et du Parc Saint-Maur.

LAGRANGE. — Observations comparées de déclinomètres à moments magnétiques différents; *C. R.*, t. CXX, p. 1333.

Si, à l'appareil enregistreur des variations, on substitue un appareil dont le moment magnétique est moindre, on retrouve les mêmes

ondulations, mais modifiées en amplitude. Seulement ces ondulations sont modifiées par la diminution (dans certaines limites) du magnétisme. L'amplification peut être de quinze à vingt fois; elle s'observe également dans la suite des observations journalières et même dans la période diurne du magnétisme.

R. PICTET. — **Influence des basses températures sur la puissance d'attraction des aimants artificiels permanents**; *C. R.*, t. CXX, p. 263.

La force portante d'un aimant en fer à cheval, qui était à + 30° de 57gr,31, s'est accrue constamment pendant que la température s'abaissait, et, à — 105°, est devenue 76gr,64.

MAURAIN. — **Vibrations du diapason dans un champ magnétique**; *C. R.*, t. CXXI, p. 248.

En plaçant un diapason dans un champ magnétique, on modifie le nombre de vibrations qu'il effectue par seconde; cette modification dépend de l'orientation du diapason dans le champ.

Si l'axe du diapason est perpendiculaire et le plan de vibration parallèle au champ, le nombre de vibrations diminue à mesure que le champ augmente ; cette diminution atteint 3,18 0/0 dans un champ de 6,350 unités C. G. S.

Si l'axe et le plan de vibration sont tous deux perpendiculaires au champ, le nombre de vibrations augmente avec le champ : 0,75 0/0 dans un champ de 6,350 unités.

Si l'axe est parallèle au champ, l'orientation du plan de vibration est indifférente, et le nombre des vibrations augmente de 0,38 0/0 pour un champ de 1,090 unités.

Dans la première série d'expériences un effet d'hystérésis se fait sentir; il est peu probable que cet effet tienne au diapason lui-même, les vibrations devant empêcher tout retard à l'aimantation; il peut provenir d'un retard dans l'action du champ sur l'élasticité de l'acier, ou de l'hystérésis des armatures de l'électro-aimant.

Les vibrations s'amortissent d'autant plus rapidement que le champ est plus intense, principalement à cause des courants de Foucault.

**VASCHY. — Sur la nature du courant de déplacement de Maxwell;**
*C. R.*, **t. CXX, p. 255.**

Cette note a pour but d'exposer sans hypothèses les phénomènes que Maxwell explique au moyen du déplacement électrique et du courant de déplacement.

Soient $h$ (X, Y, Z) l'intensité du champ électrique, $\rho$ et $k$ la résistance spécifique et l'inverse du pouvoir inducteur électrique du milieu au point $(x, y, z)$. La quantité d'énergie électrique $w_1 d\pi dt$ que l'élément du volume $d\pi$ placé en ce point reçoit de l'extérieur pendant le temps $dt$ est utilisée : 1° à réparer la perte d'énergie électrique $\frac{h^2}{\rho}\, d\pi dt$, transformée en chaleur dans ce volume (loi de Joule); 2° à accroître, en outre, l'énergie électrique $w d\pi$ contenue dans le même volume $\left(w = \frac{h^2}{8\pi k}\right)$ de la quantité $\frac{\partial w}{\partial t}\, dt d\pi$, de telle sorte qu'on a :

$$w_1 = \frac{h^2}{\rho} + \frac{\partial}{\partial t}\frac{h^2}{8\pi k} = \frac{X^2 + Y^2 + Z^2}{\rho} + \frac{1}{4\pi k}\left(X\frac{\partial X}{\partial t} + Y\frac{\partial Y}{\partial t} + Z\frac{\partial Z}{\partial t}\right).$$

ou bien :

$$(1) \qquad w_1 = Xi_x + Yi_y + Zi_z,$$

en posant :

$$(2) \qquad i_x = \frac{X}{\rho} + \frac{1}{4\pi k}\frac{\partial X}{\partial t} \cdots \text{etc.}$$

L'apport d'énergie $w_1$ au point $(x, y, z)$, ne dépend donc que des deux vecteurs $\bar{h}$ (X, Y, Z) et $\bar{i}$ $(i_x, i_y, i_z)$.

D'autre part, considérons au point $(x, y, z)$ un vecteur égal à $\frac{h}{4\pi k}$ ayant même direction que l'intensité $h$ du champ électrique et que nous appellerons induction électrique. Par suite de l'effet calorique Joule, cette induction $\frac{\bar{h}}{4\pi k}$ serait affaiblie, pendant le temps $dt$, d'une quantité égale à $\frac{h}{4\pi k}\frac{dt}{\theta} = \frac{h}{\rho}\, dt$; mais, grâce aux réactions des parties voisines du champ, elle s'accroît finalement de $\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\bar{h}}{4\pi k}\right) dt$

(accroissement géométrique). On peut donc dire, en définitive, que ces réactions se traduisent au point ($x$, $y$, $z$) par un rapport d'induction $i\overline{dt}$ défini par la relation :

$$(3) \qquad i = \frac{h}{\rho} + \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\bar{h}}{4\pi k}\right).$$

Cette équation géométrique définit le même vecteur $\bar{i}$; l'apport d'induction correspond à l'apport d'énergie $w$.

Il est aisé de vérifier que le vecteur $\bar{i}$ satisfait à la condition :

$$(4) \qquad \frac{\partial i_x}{\partial x} + \frac{\partial i_y}{\partial y} + \frac{\partial i_z}{\partial z} = 0.$$

Il suffit de faire la vérification dans le cas où le milieu est isolant, car $w$ et $\bar{i}$ dépendent uniquement de l'état du champ à l'époque $t$ et en aucune façon du degré de conductibilité du milieu. Pour un milieu isolant $\frac{1}{\rho} = 0$, les équations (2) donnent alors :

$$\frac{\partial i_x}{\partial x} + \frac{\partial i_y}{\partial y} + \frac{\partial i_z}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{X}{4\pi k}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{Y}{4\pi k}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{Z}{4\pi k}\right)\right] = \frac{\partial \delta}{\partial t},$$

$\delta$ étant la densité électrique au point ($x$, $y$, $z$).

Comme $\delta$ reste invariable dans un milieu isolant lorsque le champ électrique varie, $\frac{\partial \delta}{\partial t} = 0$, ce qui démontre la relation (4).

On vérifie aussi facilement cette même relation dans un milieu conducteur parcouru par un courant permanent; dans ce cas, X, Y, Z sont indépendants du temps, et, d'autre part,

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{X}{\rho}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{Y}{\rho}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{Z}{\rho}\right) = 0,$$

équation qui, jointe à celles du système (2), donne la relation (4).

Les lois de la distribution électrique relatives à l'électrostatique et aux courants permanents ne sont que des cas particuliers de la propriété du vecteur $\bar{i}$, traduite dans l'équation (4).

Cette même équation (4) permet de définir un nouveau vecteur $h'$, dont les composantes X', Y', Z' satisfont au système d'équations différentielles :

$$(5) \qquad \frac{\partial Y'}{\partial Z} - \frac{\partial Z'}{\partial Y} = 4\pi i_x, \text{ etc.}$$

L'étude expérimentale des actions magnétiques d'un courant permanent montre que $h'$ est l'intensité du champ magnétique du courant, car, dans le régime permanent, le vecteur $\bar{i}$ se confond avec $\frac{h}{\rho}$, ainsi qu'il résulte des équations (2) ou (3).

*Conclusion.* — On reconnaîtra sans peine que, dans le langage de Maxwell, le vecteur $\frac{\bar{h}}{4\pi k}$ est le déplacement électrique ; sa dérivée $\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\bar{h}}{4\pi k}\right)$ est la densité du courant de déplacement. Le vecteur $\frac{h}{\rho}$ est la densité du courant de conduction, le vecteur résultant $\bar{i}$ est la densité du courant total. Suivant les idées de Maxwell, la relation (4) exprime que le courant total est toujours fermé, ou que l'électricité est incompressible. Enfin, si dans les formules (5) on remplace $i_x$, $i_y$, $i_z$ par leurs expressions (2), on voit que le courant de déplacement joue le même rôle que le courant de conduction au point de vue des actions magnétiques (fictives) qu'il exerce. Toutes ces propriétés que Maxwell admet à titre d'hypothèses sont donc mathématiquement exactes.

LAMOTTE.

---

## ERRATUM

Page 226, ligne 5 :

Au lieu de : $\operatorname{tg}\frac{\beta}{2} = \frac{n\sqrt{n^2\sin^2 i - 1}}{\cos i}\, n^2 \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}$

Lire : $\operatorname{tg}\frac{\beta}{2} = \frac{n\sqrt{n^2\sin^2 i - 1}}{\cos i} = n^2 \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}$.

---

# TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

Pages.

---

# TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

## DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES TOMES IV ET V

### DE LA 3e SÉRIE (1).

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le Volume ; le second désigne la page.



(1) La Table des Tomes I, II et III est à la fin du Tome III.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

# TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

## DES TOMES IV ET V, DE LA 3e SÉRIE (1).



(1) La Table des Tomes I, II et III est à la fin du Tome III.

## Acoustique.



## Chaleur.

## Optique. Radiations.

## Électricité.

### Météorologie. Physique du globe.



### Histoire de la Physique.



TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

---

# TABLE DES MATIÈRES *(suite)*

## DÉCEMBRE 1896.

# TABLE DES MATIÈRES.

## DÉCEMBRE 1896.



(*Voir* la suite à la page 3.)

Tours. — Imprimerie Deslis Frères.

*Le Gérant :* J. Deslis.

